

# ESR-dosimetri ved nøytron- og ionebestråling av litium format

Einar Waldeland



**MASTEROPPGAVE**

*Biofysikk og medisinsk fysikk  
Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo*

*November 2005*



# Forord

*Jeg hører det, og glemmer,  
jeg ser det, og husker,  
jeg gjør det, og forstår.*

(kinesisk ordspråk)

Denne masteroppgaven er utført ved gruppen for biofysikk og medisinsk fysikk ved Fysisk institutt, Universitetet i Oslo våren 2004 til og med høsten 2005. Oppgaven har absolutt vært en læringsprosess, både ved å sette seg inn i bruken av det nødvendige eksperimentelle utstyret, men også det å utvikle en vitenskapsmanns tenkesett.

Som ordspråket over uttrykker er det ofte først når man utfører noe i praksis at forståelsen kommer. Det vil noen ganger være en lang prosess som ligger bak forståelsen, og en kommer ikke utenom at i mange sammenhenger er det også viktig å ha et sterkt teoretisk fundament. I løpet av denne oppgaven kan jeg ikke hevde at jeg har forstått alle problemstillinger ned til minste detalj, noe som sannsynligvis vil være en livslang prosess. Men jeg vil hevde at forståelsen for de fysiske problemstillingene som ligger til grunn for dette arbeidet er betydelig større nå enn ved starten.

Takk til mine veiledere Eirik Malinen, Einar Sagstuen og Eli Olaus Hole for stor hjelp og mange nyttige diskusjoner. Post.doc. Eirik var rask til å sette hjulene i gang og har siden gitt uvurderlig hjelp og engasjert oppfølging. Professorene Einar og Eli O. har vært tilgjengelige med sine åpne dører, både i forbindelse med eksperimentell teknisk oppfølging, teoretiske diskusjoner og utforming av et skriftlig produkt. Takk til dosent Bo Stenér Löw og professor Erik Grusell for god hjelp til bestrålingene i Uppsala og et godt samarbeid i etterkant, og til professor Per Hoff for assistanse og hjelp ved nøytronbestrålingene. Takk også til dr. Audun Sanderud for nyttige diskusjoner angående litium format og god hjelp til ProDel-programmeringen. Til slutt vil jeg takke medstudenter og forskningsgruppe for et spennende og lærerikt miljø, der samtalene som oftest ikke bare dreier seg om fysikk.

Oslo, November 2005

*Einar Waldeland*



# Innhold

<b>1</b>	<b>Innledning</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teoretisk bakgrunn</b>	<b>7</b>
2.1	Ioniserende stråling . . . . .	7
2.1.1	Vekselvirkninger grunnet røntgen- og $\gamma$ -stråling . . . . .	7
2.1.2	Vekselvirkninger med ladde partikler . . . . .	9
2.1.3	Nøytronvekselvirkninger . . . . .	13
2.2	Dosimetri . . . . .	15
2.2.1	Kaviteteori . . . . .	16
2.2.2	Energiavhengighet . . . . .	17
2.3	Dosimetriprinsipper . . . . .	18
2.3.1	Ionekamre . . . . .	18
2.3.2	ESR-dosimetre . . . . .	18
2.4	Strålingskilder . . . . .	19
2.4.1	Radioaktive kilder . . . . .	19
2.4.2	Partikkelakseleratorer . . . . .	20
2.5	Elektron spinn resonans (ESR) . . . . .	21
2.5.1	Resonans . . . . .	22
2.5.2	Linjeformfunksjoner . . . . .	23
2.5.3	Molekylære omgivelser . . . . .	24
2.5.4	Mikrobølgetuning . . . . .	24
2.6	Usikkerhetsestimater . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Materialer og metode</b>	<b>29</b>
3.1	Dosimetrene . . . . .	29
3.1.1	Litium format og alanin . . . . .	29
3.1.2	Ionekamrene . . . . .	30
3.2	Bestrålingene . . . . .	31
3.2.1	$\gamma$ -bestrålingene . . . . .	31
3.2.2	Nøytronbestrålingene . . . . .	32
3.2.3	Elektronbestrålingene . . . . .	33
3.2.4	Proton- og $N^{7+}$ -bestrålingene . . . . .	35
3.3	Doseberegninger med IAEA's dosimetriprotokoll TRS-398 . . . . .	37
3.3.1	Vannbasert dosimetri . . . . .	37
3.3.2	Strålekvalitetsindekser . . . . .	38
3.4	Monte Carlo-simuleringer . . . . .	39
3.5	Modeller for beregning av strålekvalitetens LET-verdi . . . . .	41
3.5.1	Elektroner, protoner og $N^{7+}$ -ioner . . . . .	41
3.5.2	Nøytroner . . . . .	42
3.5.3	$^{60}\text{Co}$ $\gamma$ -stråling . . . . .	42
3.6	ESR-eksperimentene . . . . .	42

3.6.1	Metningseksperimentene . . . . .	43
3.6.2	Fra spekter til linjebredde og peak-to-peak-verdi . . . . .	44
3.6.3	Arealberegninger for ESR-spekteret . . . . .	45
3.7	Relativt-signalhenfallseksperimentet . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Resultater og analyse</b>	<b>47</b>
4.1	Innledende eksperimenter . . . . .	47
4.1.1	Linjeform og tilpasning . . . . .	47
4.1.2	Optimalisering av ESR-parametre . . . . .	49
4.1.3	Tidsavhengige variasjoner i ESR-spektrometeret . . . . .	52
4.2	Elektroneksperimentet . . . . .	53
4.2.1	Monte Carlo-simuleringer og energirespons . . . . .	54
4.3	Protoneksperimentet . . . . .	59
4.4	Nøytroneksperimentet . . . . .	62
4.4.1	Nøytronbestråling av alanin og TL-dosimetre (LiF) . . . . .	64
4.5	N <sup>7+</sup> -eksperimentet . . . . .	66
4.6	Metningseksperimentet . . . . .	70
4.6.1	Metning av nøytronbestrålte alanindosimetre . . . . .	72
4.7	Sammenligninger av stopping power i SRIM2003 og NIST . . . . .	73
4.8	Sammenfattede resultater . . . . .	74
4.8.1	Linjebredder . . . . .	74
4.8.2	Energirespons . . . . .	74
4.8.3	Lobebreddeanalyse . . . . .	76
4.9	Relativt signalhenfall mellom proton-, nitrogen- og $\gamma$ -bestrålte dosimetre .	78
<b>5</b>	<b>Diskusjon</b>	<b>81</b>
5.1	Hovedtrekk ved observasjonene . . . . .	81
5.1.1	Doseresponsen . . . . .	81
5.1.2	Linjebredder . . . . .	81
5.1.3	Statistisk sikkerhet av observert linjebreddeøkning . . . . .	83
5.2	Energirespons . . . . .	85
5.2.1	Monte Carlo-beregninger av elektronenergiresponsen . . . . .	85
5.2.2	Energirespons og rekombinasjoner . . . . .	85
5.2.3	Teori for radiell doseavsetning . . . . .	87
5.2.4	Sammenligninger mellom Lifo og alanin . . . . .	90
5.3	Fading . . . . .	91
5.4	Anvendelser av alanin og Lifo til LET-analyse . . . . .	92
5.5	Usikkerhetsmomenter . . . . .	95
5.5.1	Kavitetsvalg . . . . .	95
5.5.2	Bakgrunnssignal . . . . .	96
5.5.3	Usikkerhetsestimater . . . . .	96
5.6	LET-beregningene . . . . .	98
5.6.1	Nøytroners LET-verdi . . . . .	99

5.7	Behandling av ESR-spekteret . . . . .	100
5.7.1	Viktigheten av tilpasningen som blir gjort . . . . .	100
5.8	Effekter på $^{13}\text{C}$ -linjene . . . . .	101
5.9	Avvik . . . . .	101
5.10	Gjenstående eksperimenter . . . . .	102
<b>6</b>	<b>Oppsummering</b>	<b>103</b>
	<b>Referanser</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Vedlegg 1</b>	<b>113</b>
A.1	Matlab-programmet for beregning av LET-verdi i dosimetrene . . . . .	113
A.2	Data for stopping power . . . . .	115
A.2.1	Elektroner, beregnet med <i>estar</i> . . . . .	115
A.2.2	Protoner, beregnet med SRIM2003 . . . . .	117
A.2.3	Nitrogenioner, beregnet med SRIM2003 . . . . .	120
<b>B</b>	<b>Vedlegg 2</b>	<b>124</b>
B.1	ProDel programmet for variasjon av attenuasjon og modulasjon . . . . .	124

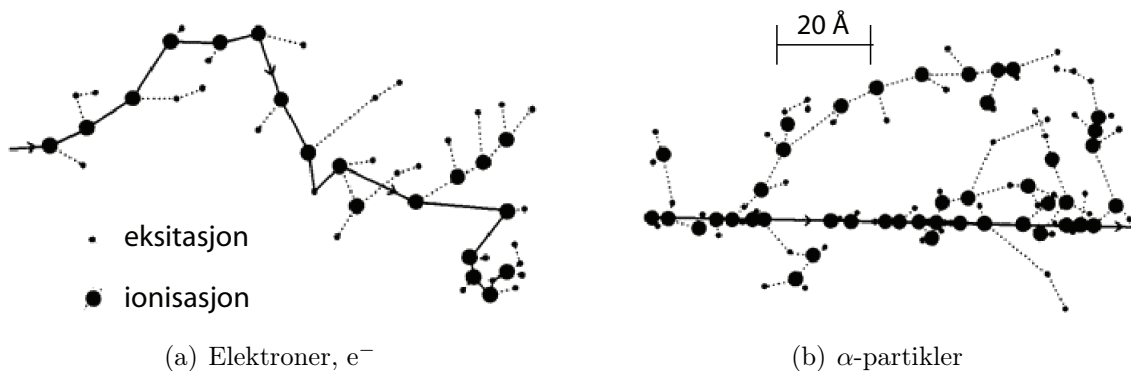




# 1 Innledning

Daglig eksponeres alle mennesker for stråling. Noe av denne strålingen ser eller merker vi en nesten umiddelbar virkning av, for eksempel uv-stråling som gir huden brunfarge, synlig lys og varmestråling. Andre typer stråling ser eller kjenner vi derimot kanskje aldri noen virkning av. Huleboeren som bodde i en steingrotte inneholdende betydelige mengder uran og radiografen som daglig håndterte medisinske strålingskilder har det til felles at begge sannsynligvis ikke merket noe til strålingen de ble eksponert for. Dette er stråling som personene Röntgen, Becquerel og ekteparet Curie oppdaget og startet kartleggingen av hvilke effekter slik stråling kunne ha i store mengder.

Stråling er et vidt begrep som betegner blant annet all elektromagnetisk stråling, stråling fra radioaktive kilder og menneskegenerert partikkelstråling. Ioniserende stråling er stråling med høy nok energi til å løsrive elektroner fra atomer. Det er vanlig å skille mellom *direkte ioniserende stråling* og *indirekte ioniserende stråling*. Direkte ioniserende stråling foregår ved at raske ladde partikler avgir energi til materie direkte via Coulomb-vekselvirkninger. Stråling som er indirekte ioniserende betegner røntgenstråling,  $\gamma$ -stråling og nøytroner og avsetter først energien til ladde partikler. Disse kan igjen virke direkte ioniserende på omgivelsene. Indirekte ioniserende stråling avsetter energien mer sporadisk enn direkte ioniserende stråling og har relativt få vekselvirkninger per lengdeenhet. Kilder til ioniserende stråling er kosmisk stråling, radioaktive nuklider, røntgenapparater av ulik innretning og partikkelakseleratorer.



Figur 1: Elektroners og  $\alpha$ -partiklers vekselvirkning med materie, eksempel på henholdsvis lav og høy ionisasjonstetthet.

Det som avgjør effekten av stråling er i første omgang hvor mye energi som avsettes fra strålingen. Derfor ble begrepet *dose* introdusert, og definert som absorbert energi per masse [1]. Metoden for å finne eller beregne dose ble kalt *dosimetri*. En viss energimengde absorbert innenfor en massevolum behøver ikke å gi samme biologiske virkning hvis dosen er gitt av ulike stråletyper. Noen typer  $\alpha$ -stråling kan for eksempel være 20 ganger mer

virkningsfulle enn  $\gamma$ -stråling og akselererte elektroner. Dette skyldes at tunge ladde partikler avsetter sin energi mye tettere enn lette stråletyper, som avsetter energien spredt og sporadisk. Figur 1 illustrerer energiavsetningen fra et elektron og en  $\alpha$ -partikkel. Enkelte organer er i tillegg mer strålefølsomme enn andre [2, 3].

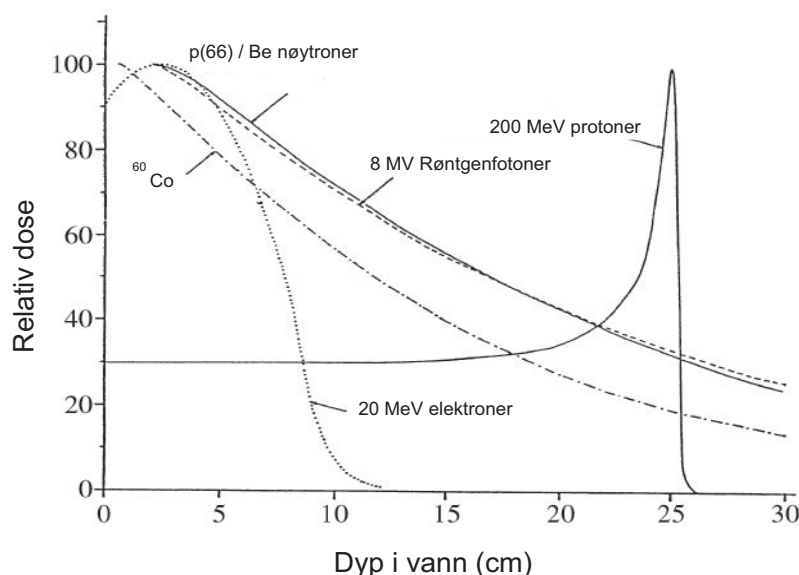
Siden all stråling ikke har like stor effekt er det nødvendig å ha metoder for å finne ut hvor stor effekten fra en bestemt type stråling på en organisme er. Fysiske og biologiske strålingeffekter avhenger av strålekvalitet (som sier noe om energi, rekkevidde og muligheten for energiavsetning), strålens geometri og materialets følsomhet for denne stråletypen. I tillegg vil doserate og akkumulert dose være viktig. Alle disse faktorene må tas hensyn til for å kartlegge effekten av en bestemt bestrålingssituasjon. Dagens dosimetri muliggjør reproducerbare bestrålinger og fungerer som en uavhengig kontroll av bestrålingsapparat i klinisk bruk [4].

Kort tid etter at Röntgen oppdaget røntgenstrålene i 1895 ble stråleterapi tatt i bruk i medisinsk behandling. Utviklingen av stråleterapienheter gikk sakte de første årene, og baserte seg stort sett på røntgenrør, Van de Graff generatorer og betatroner. På begynnelsen av 1950-tallet ble  $^{60}\text{Co}$ -enheten tatt i bruk og dette satte fart i utviklingen av stråleterapienheter som kunne gi høye fotonenergier. Det som særpreget  $^{60}\text{Co}$ -kilder og gjorde dem egnede innen strålebehandling var at de ga relativt høy  $\gamma$ -energi, hadde relativt lang halveringstid og høy spesifikk aktivitet, samt at de var relativt sett lette å produsere [5].

Lineærakseleratoren gikk tidlig forbi  $^{60}\text{Co}$ -enheten som stråleterapi-instrument fordi den kan benyttes både for fotoner og elektroner, og fordi den kan gi hver stråletype en rekke forskjellige energier.  $^{60}\text{Co}$ -enheten har likevel blitt værende på mange sykehus fordi den er mye enklere og billigere i konstruksjon og bruk. I de senere årene har kjente akselerasjonsprinsipper blitt tatt i bruk for å akselerere tyngre ioner til bruk innen stråleterapi.

I dag har strålingskilder et vidt bruksområde innen medisinsk diagnostikk og behandling, industri og energiforsyning, der de to sistnevnte stort sett benytter seg av radioaktivitet. Ioniserende stråling innenfor industrien kan for eksempel brukes til sterilisering av mat, emballasje og utstyr, der strålingen uskadeliggjør mikroorganismer. Det er spesielt innen medisin, både diagnostikk og behandling, at det er viktig med en nøyaktig kontroll på absolutt dose og dosefordeling. Man ønsker å kunne ta røntgenbilder, men det må ikke gis for høy dose til den som blir avbildet. Man ønsker å bestråle kreftsvulster slik at kreftcellene inaktiveres, men samtidig vil man ta vare på det friske omkringliggende vevet.

I Norge er bruken av ioniserende stråling innen stråleterapi begrenset til fotoner og elektroner. Det er likevel mulig at hadronterapi vil være etablert i norsk helsevesen innen noen titalls år. Hadronterapi - eller stråleterapi som anvender protoner,  $\alpha$ -partikler eller tyngre ioner - er en behandlingsform som seiler frem som et godt alternativ til den tradisjonelle behandlingen med fotoner eller elektroner fra lineærakseleratorer [7, 8, 9]. Ioners doseavsetning kjennetegnes ved at den er relativt sett lav i begynnelsen av sin ferd gjennom materie, for så å stige mot en maksimalverdi ("Bragg-peak") når partikkelen mister energi. Deretter faller doseavsetningen raskt mot 0 [6, 8]. Figur 2 viser ulike strålekvaliteters doseavsetning i materie, og det observeres hvordan protonenes energiavsetning kjennetegnes med en topp mot slutten av sin rekkevidde. Det er denne egenskapen sammen med minimal avbøyning av strålingen som i en del tilfeller gjør hadronterapi spesielt fordelaktig. For de konvensjonelle



Figur 2: Dybdedosekurve i vann for diverse strålekvaliteter, redigert fra Orecchia et al., 1998 [6].

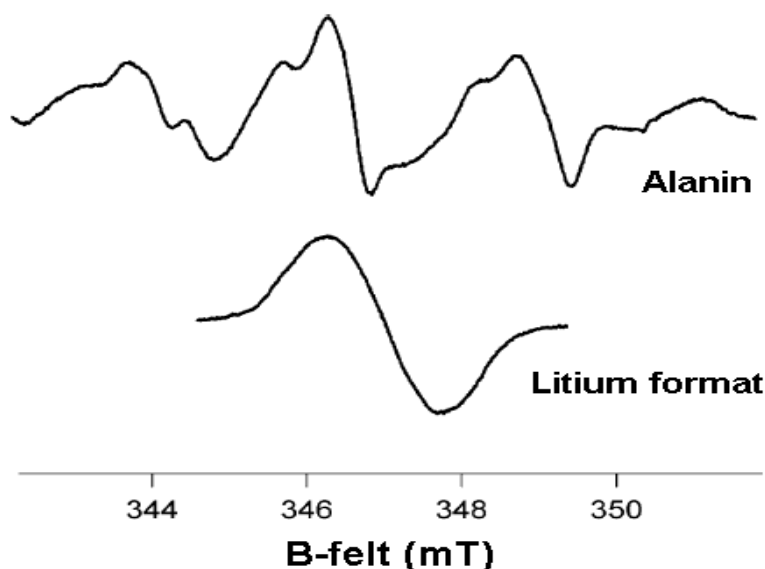
bestrålingsmetodene er doseavsetningen størst i starten av dybdedoseforløpet. Dette kan være problematisk for dyptliggende tumorer, hvor stålingen må passere friskt vev før den når målområdet [10]. Ved å bruke tyngre ioner kan det oppnås en relativt skarp og presis doseavsetning til tumoren, samtidig som det friske omkringliggende vevet bare får en liten andel av den totalt avsatte dosen. Ved å kombinere stråling av ioner med flere forskjellige energier, vil dybdedosekurven få en utsmurt Bragg-peak, *Spread Out Bragg-Peak (SOBP)*, noe som kan gi en effektiv doseavsetning innenfor et utstrakt tumorområde [11, 12].

Ved bestråling av svulster i områder med organer som har viktige funksjoner eller nær annet vev som bør eksponeres for minst mulig stråling, er hadronterapi overlegen annen stråleterapi [10, 13]. På verdensbasis har protonterapi blitt brukt innen forskning siden 1954, men det er først det siste tiåret at hadronterapisentre er tatt i bruk i sykdomsbehandling [6]. Det er bare noen få nasjoner som hittil har satset på dette feltet [6].

Nøytronterapi er også en meget aktuell behandlingsform. Der hadroner avsetter dosen skarpt mot slutten av dybdedosekurven (se figur 2), vil nøytroner normalt sett ha doseavsetning som er mer lik fotoners doseavsetning. Fordelen med nøytroner er at for visse nøytronenergier og målatomer vekselvirker nøytronene med en svært stor sannsynlighet. En metode i bruk er nøytron-bor-innfangningsterapi [14]. Her injiseres svulster med en substans som inneholder grunnstoffet bor, nøytronene vil reagere med borkjernene og resultatet er  $\alpha$ -partikler og  ${}^7\text{Li}$ -atomer. Partiklene vil avsette hele sin energi i umiddelbar nærhet. Denne behandlingsmetoden er blant annet brukt i behandling av kompliserte hjernesvulster og

som alternativ til å operere bort betent leddvev hos pasienter med kronisk leddgikt [14, 15].

For å få kontroll på hvilken dose som gis brukes dosimetre. Ved stråleterapi i Norge er de vanligste dosimetrene for pasientdosimetri diodedosimetre, TermoLuminescens Dosimetre (TLD) og ionekamre. Ionekamre er i utstrakt bruk blant annet for å kontrollere strålefelt. Diodedosimetre måler strømmen av elektroner som løsriveres ved strålingseksponering av elektroden og gir slik et mål på antall løsrevne elektroner og avsatt energi. I TLD, ofte brukes krystaller av litium fluorid (LiF), ”fanges” elektroner i ”feller” i dosimetret ved eksponering for ioniserende stråling, og antallet slike elektroner er proporsjonalt med avsatt energi i krystallen. Oppvarming av dosimetret fører til en deeksitasjon i krystallene og lysutsendelsen måles. Mengden av lyskvant tilsvare antallet elektroner som deeksiteres fra fellene. Et ionekammer måler antall ionisasjoner i luft (eller en gass) ved at den elektriske strømmen av ioner detekteres [2].



Figur 3: Eksperimentelt ESR-spekter fra alanin og litium format, bearbeidet figur fra E.Lund et al., 2005 [16].

Et dosimetermateriale i utstrakt internasjonal bruk, men ikke i Norge, er L- $\alpha$ -alanin (alanin) med Elektron Spinn Resonans (ESR) spektroskopi som måleprinsipp [17]. Et eksempel på ESR-spekteret fra alanin er vist i figur 3. Prinsippet går ut på at ioniserende stråling produserer stråleinduserte defekter i dosimetret, frie radikaler, der mengden av disse vil være direkte proporsjonal med dosen gitt dosimetret. Utslaget i dosimetrets ESR-spekter er proporsjonalt med antallet radikaler i prøven og slik også med dosen [18]. En av fordelene med alanin som ESR-dosimeter er at doser kan adderes og avlesningen foregår uten å destruere dosimeteret. Slik kan man i pasientdosimetri (*in vivo* dosimetri) avlese totaldosen gitt pasienten etter avsluttet behandling, samtidig som doser kan avleses underveis. Alanindosimetre er i tillegg solide slik at de kan fraktes over store avstander, for

eksempel via post, uten å bli ødelagt eller at signalet endres. Det stråleinduserte signalet i dosimetrene er stabilt over lang tid.

ESR/alanin er et veletablert dosimetersystem for høye doser, særlig gitt med  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling. For lavere doser gitt i klinisk sammenheng har likevel ikke målingene vært helt enkle. Pasientdoser er ofte lave og alanin ikke er så sensitivt for slike doser. Mye forskning er lagt ned for å utvikle og øke kompetansen på alanin som dosimeter i pasientdosimetri, blant annet av Nagy et al., 2000 og 2002 [19, 20] og Bergstrand et al., 2003 og 2005 [21, 22].

I de senere år har litium format monohydrat ( $\text{HCO}_2\text{Li}\cdot\text{H}_2\text{O}$ ) blitt undersøkt som ESR-dosimeter [16, 23, 24, 25, 26]. Et eksempel på det eksperimentelle ESR-spekteret for litium format monohydrat (Lifo) er vist i figur 3. Det hevdes at dette dosimetermaterialet muligens kan tilføre lettere tilgjengelig informasjon i forhold til alanin, og eventuelt virke som et supplement [23]. Begrunnelsen er at spekteret er enkelt sammenlignet med alanin (figur 3) og at Lifo-dosimetrene er mer sensitive og kan derfor brukes for lavere doser enn alanindosimetrene. Lifo viser også lite signalsvekkelse ved oppbevaring under normale atmosfæriske forhold og har et effektivt atomnummer nær vann [23, 27]. Dette er fordelaktig da referansematerialet innen stråleterapi er valgt til å være vann [4]. Dosimetret er ganske uavhengig av fotonenergi i MeV-regionen og muligens også i øvre del av keV-regionen [24]. Det er funnet minst to radikaler som gir opphav til ESR-spekteret til Lifo [27] og et tredje er under utforskning [28].

Stråling med høy ionisasjonstetthet gir tettere ionisasjoner jamfør figur 1, altså en økt lokal konsentrasjon av radikaler (med *lokal* menes innenfor et avgrenset delvolum, siden strålingen ikke forventes å absorberes homogent). For noen dosimetersystemer er det funnet ulike endringer i dosimetersignalet når stråling med høy ionisasjonstetthet er brukt. Fra nøytronbestrålte TLD-dosimetrene, der lavenergetiske nøytroner er brukt, fremkommer en spesiell topp som ikke er tilstede ved  $\gamma$ -bestråling. Denne toppen kan brukes for å finne nøytrondosen i et blandet  $n+\gamma$ -felt, samt være til hjelp for å finne hvilken strålekvalitet den aktuelle strålen har [29, 30]. En viktig parameter ved ESR-dosimetri er utslaget fra topp til bunn for en resonans i ESR-spekteret. I de fleste analyser av stråling med lav ionisasjonstetthet er denne parameteren den eneste av interesse i ESR-spekteret. Ved høyere ionisasjonstetthet kan det komme inn flere faktorer. I ESR/alanin dosimetersystemet er forholdet mellom to bestemte topper undersøkt og det er funnet at dette forholdet endres med ionisasjonstettheten [31]. Høyere ionisasjonstetthet kan også gi utslag på ESR-spekteret til Lifo.

Linjeformen til en ESR-absorpsjonskurve kan blant annet være et fingeravtrykk på radikaltettheten i prøven. Formen kan kanskje si noe om egenskapene til prøven og radikaltettheten i denne. Informasjonen kan igjen muligens fortelle noe om ionisasjonstettheten til strålingen prøven er eksponert for. ESR/Lifo er ennå ikke fullstendig utforsket som dosimetersystem. Formålet med denne masteroppgaven er totalt sett å samle mer kunnskap om strålingsresponsen til et konkurransedyktig dosimetersystem.



## 2 Teoretisk bakgrunn

### 2.1 Ioniserende stråling

Stråling som har evnen til å løsrive elektroner fra atomer, slik at det dannes ioner, kalles ioniserende stråling. Energien som må til for å løsrive et elektron ligger typisk i området 4-25 eV [32]. Dette gjør at bare visse typer elektromagnetisk stråling faller inn under denne kategorien.  $\gamma$ -stråling betegner stråling utsendt fra kjerner ved at de endrer energitilstand, og inkluderer stråling fra radioaktive kilder. I tillegg vil annihilasjon forekomme, der et elektron og et positron opphører å eksistere til fordel for dannelsen av to  $\gamma$ -kvant. Røntgenstråling skiller seg fra dette ved at strålingen forårsakes av akselerasjon av ladde partikler eller ved endring i atomenergitilstander (karakteristisk røntgenstråling).

Partikkelstråling kan bestå av raske elektroner eller positroner, og hvis de er utsendt fra kjerner kalles det  $\beta^+$ - eller  $\beta^-$ -partikler. Hvis de derimot stammer fra partikkelkollisjoner kalles fenomenet  $\delta$ -stråling. Elektronstråling kan også produseres av Van de Graff-generatorer eller lineærakseleratorer. Tyngre ladde partikler er elektrisk ladde kjerner som oftest er akselerert i et Coulombfelt. Denne typen stråling kan genereres blant annet i Van de Graff-generatorer, syklotroner og tungpartikkel lineærakseleratorer. I tillegg kan kjernepartikler sendes ut fra atomkjerner ved desintegrasjon (radioaktivitet). Begrepet *tunge ladde partikler* blir som regel brukt om partiklene protoner, deutoner, tritoner,  $\alpha$ -partikler og andre tunge ladde kjerner, med eller uten elektroner, samt pioner ( $\pi^-$ -partikler). Nøytronstråling skiller seg fra de andre nevnte partikkelstrålingstypene ved at de er nøytrale og ikke kan akselereres, men fås fra kjernereaksjoner. I denne oppgaven behandles hovedlinjene for hvilke vekselvirkninger som kan finne sted for de ulike stråletypene. For mer utdypende betraktninger, henvises det til lærebøker om emnet, for eksempel Attix, 1986 [33].

#### 2.1.1 Vekselvirkninger grunnet røntgen- og $\gamma$ -stråling

Fotoner kan på ulike måter vekselvirke med omgivelsene. Fotonvekselvirkningene deles oftest inn i Comptoneffekt, fotoelektrisk effekt og parproduksjon. I tillegg forekommer Rayleighspredning og fotonukleære vekselvirkninger. Comptoneffekt inntreffer i det et foton treffer et antatt fritt og stasjonært elektron. Elektronet gis fart og retning i tillegg til at fotonet endrer retning. Dette kan ses på som et elastisk støt. Fotoelektrisk effekt<sup>1</sup> er når et innkommende foton "sparker" løs et bundet elektron. Parproduksjon forekommer ved at et foton med tilstrekkelig energi (over 1 MeV) og som passerer tilstrekkelig nær en kerne, plutselig opphører å eksistere til fordel for dannelsen av et elektron og et positron. Triplettdannelse er et spesialtilfelle av pardannelse når dette foregår i nærheten av et atomært elektron, slik det atomære elektronet løsriver grunnet rekylenergien. Resultatet er altså to elektroner og et positron. Rayleighspredning karakteriseres ved at et foton kommer inn mot en kerne og endrer retning uten signifikant tap av energi. Fotonukleære

---

<sup>1</sup>Albert Einsteins oppdagelse av fotoelektrisk effekt i 1905 ble belønnet med Nobelprisen i Fysikk i 1921.

vekselvirkninger er fenomenet når et foton (med energi på noen MeV) kommer inn mot en kjerne og resulterer i en utgående kjernepartikkel, enten et proton eller et nøytron.

Attenuering av fotoner i materie kan beskrives ved en eksponentiell modell, der antall fotoner ved en viss dybde  $x$  i et materiale er gitt ved

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

$N_0$  er antall fotoner ved inngangen i materialet ( $x = 0$ ) og  $\mu$  er attenuasjonskoeffisienten; sannsynlighet for vekselvirkninger per lengdeenhet. For fotoner kan midlere veilengde finnes ved:

$$\langle x \rangle = \int_0^\infty x \mu e^{-\mu x} dx = \frac{1}{\mu} \quad (2)$$

Attenuasjonskoeffisienten gis ofte som enheter av tettheten,  $\rho$ , til absorbatormaterialet. Den kalles da masse-attenuasjonskoeffisienten  $\frac{\mu}{\rho}$ , men den omtales som regel bare som attenuasjonskoeffisienten. Størrelsen (sett bort fra fotonukleære vekselvirkninger siden sannsynligheten for denne vekselvirkningen normalt sett er minimal) er gitt ved:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} \quad (3)$$

De ulike bidragene er attenuasjonsbidragene henholdsvis fra fotoelektrisk effekt ( $\tau$ ), Comptoneffekt ( $\sigma$ ), pardannelse ( $\kappa$ ) og Rayleighspredning ( $\sigma_R$ ). Energioverføringene grunnet Rayleighspredning er små og kan som regel neglisjeres. Størrelsen som gir energioverføringene fra fotoner i materie kalles energioverføringskoeffisienten og gis dermed som:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\sigma_{tr}}{\rho} + \frac{\kappa_{tr}}{\rho} \quad (4)$$

Denne størrelsen forteller hvor stor andel av fotonenergien som blir overført til absorbatormaterialet fra fotonene per tetthet. Videre er det nyttig å se på energiabsorpsjonskoeffisienten, definert ved:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (5)$$

som sier hvor mye energi det blir absorbert i volumet av interesse per tetthet. Her er  $g$  midlere andel av energien fra sekundærelektroner som forsvinner fra det gitte volumelementet (grunnet bremsestråling og annihilasjon). Ved lave atomnummer  $Z$  og fotonenergier  $h\nu$  er

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} \cong \frac{\mu_{tr}}{\rho}$$

Ser man på materialer sammensatt av flere atomer, følges Braggs regel for beregning av for eksempel energiabsorpsjonskoeffisienten ved blanding av atomer [33]:

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{mix} = \sum_{i=1}^n f_i \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_i \quad (6)$$



Tabell 1: Molekyloppbygning av litium format monohydrat.  $(\frac{\mu_{en}}{\rho})$ -verdiene er hentet fra Attix, 1986 [33].

Grunnstoff	Atomnummer $Z$	Antall	Vektfraksjon $f_i$	$(\frac{\mu_{en}}{\rho})_i$ (cm <sup>2</sup> /g) 1 MeV fotoner
Hydrogen (H)	1	3	0.043	0.0555
Litium (Li)	3	1	0.172	0.0242
Karbon (C)	6	1	0.099	0.0279
Oksygen (O)	8	3	0.686	0.0278

hvor

$$f_i = \frac{m_i}{\sum_{i=1}^n m_i} \quad (7)$$

Her er  $m_i$  massen til grunnstoff nummer  $i$ . Et eksempel som illustrerer bruken av denne regelen, er sammensetningen av litium format monohydrat (Lifo). Lifo, vist i figur 13 side 29, består av fire grunnstoffer. Atomnummer, massefraksjon og energiabsorpsjonskoeffisient for de ulike grunnstoffene er gitt i tabell 1.

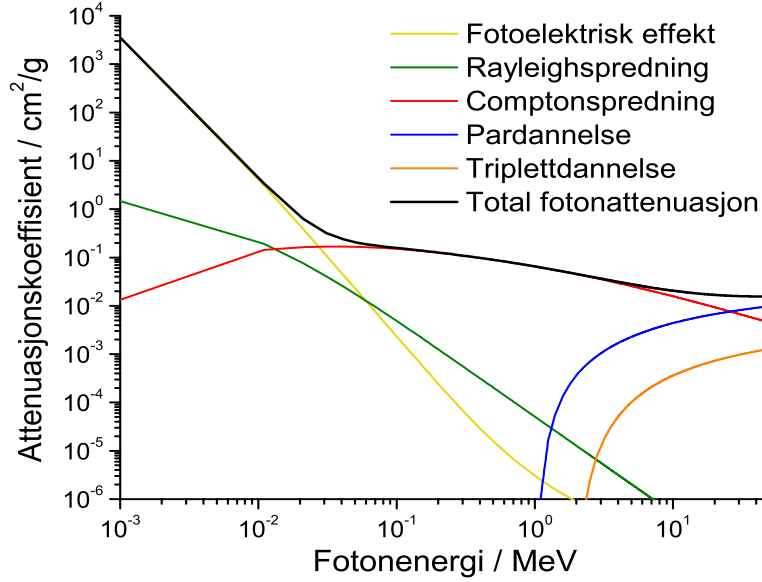
Ved å bruke Braggs regel fra likning 6, kan man så komme frem til energiabsorpsjonskoeffisienten for 1 MeV fotoner i Lifo:

$$(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{Lifo} = \sum_{i=1}^4 f_i (\frac{\mu_{en}}{\rho})_i = 0.0284 \text{ cm}^2/\text{g}$$

Beregninger av totale attenuasjonskoeffisienter  $(\frac{\mu}{\rho})$  for et spekter av fotonenergier i Lifo er vist i figur 4. Figuren viser også attenuasjonskoeffisienter fra de ulike vekselvirkningsbidragene. Fotoelektrisk effekt gir et betydelig bidrag til den totale attenuasjonen for fotonenergier under 100 keV, mens Comptonspredning er den viktigste vekselvirkningen ved høyere energier. Triplettdannelse, Rayleighspredning og pardannelse har som regel ingen stor betydning for den totale attenuasjonen, men pardannelse får tydelig innvirkning for svært høye fotonenergier.

### 2.1.2 Vekselvirkninger med ladde partikler

Vekselvirkninger som omfatter ladde partikler skiller seg fra foton- og nøytronvekselvirkninger ved at energiavsetningene i materialet som bestråles er nærmest kontinuerlige, mot vilkårlige for indirekte ioniserende stråling. Når en ladd partikkel kommer mot et atom, kan enten ionisasjon eller eksitasjon inntreffe. Ionisasjon gir et ionepar, mens eksitasjoner enten kan gi deeksitasjon og fotonutsendelse, eller ionisasjon. Elektroner som utsendes i kjølvannet av fotoelektrisk effekt kalles Auger-elektroner. Det er vanlig å bruke CSDA-(Continuous Slowing Down Approximation) modellen, som innebærer at en antar kontinuerlige energi-



Figur 4: Attenuasjonskoeffisienter ( $\frac{\mu}{\rho}$ ) for fotoner i Lifo som funksjon av fotonenergi. Beregningen er foretatt med programmet XMuDat [34].

avsetninger langs partikkelbanen. Ved å bruke denne modellen kan *stopping power*<sup>2</sup> innføres,  $S = \frac{dT}{dx}$ , som er en forventningsverdi av energitap pr. lengdeenhet for en innkommende ladd partikkel. Stopping power per tetthet er gitt som:

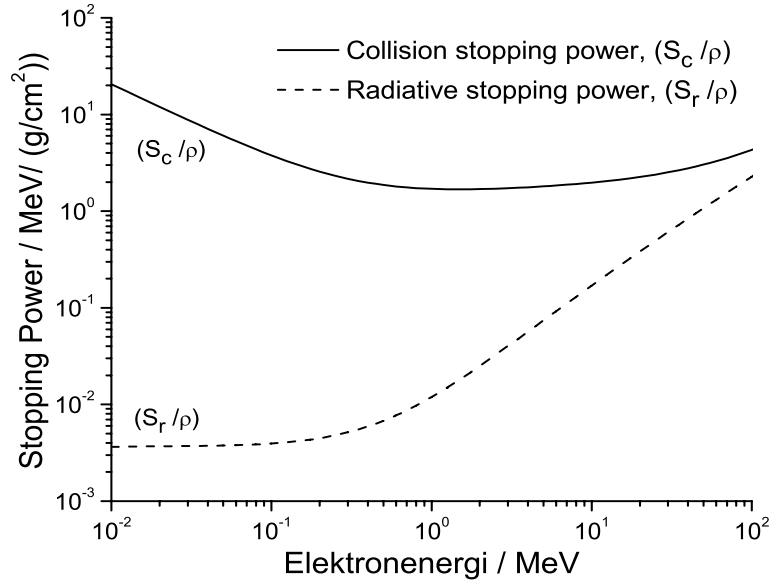
$$\frac{dT}{\rho dx} = \frac{S}{\rho} = \frac{S_e}{\rho} + \frac{S_N}{\rho} \quad (8)$$

$\frac{S_e}{\rho}$  er stopping power forårsaket av partiklenes vekselvirkninger med elektroner, mens  $\frac{S_N}{\rho}$  skyldes vekselvirkninger med kjerner. Videre kan  $\frac{S_e}{\rho}$  inndeles i

$$\frac{S_e}{\rho} = \frac{S_c}{\rho} + \frac{S_r}{\rho} - \underline{K} = \frac{S_{c,s}}{\rho} + \frac{S_{c,h}}{\rho} + \frac{S_r}{\rho} - \underline{K} \quad (9)$$

hvor  $\frac{S_c}{\rho}$  er *collision stopping power*, og består av "hard" og "soft collisions"; om den innkommende partikkelen passerer henholdsvis innenfor eller utenfor den effektive atomradius.  $\underline{K}$  er korreksjoner som består av skallkorreksjon og tetthetskorreksjon.  $\frac{S_r}{\rho}$  er energitap grunnet bremsestråling (*radiative stopping power*) og dette leddet har **bare** betydning for elektroner og positroner.  $\frac{S_N}{\rho}$  kan også inndeles på en tilsvarende måte, men består bare av

<sup>2</sup>Norske betegnelser som *stoppekraft* eller *stoppeevne* er også mulig å bruke, men siden stopping power er det mest brukte begrepet også på norsk, brukes det i denne oppgaven



Figur 5: Collision( $\frac{S_c}{\rho}$ ) og radiative( $\frac{S_r}{\rho}$ ) stopping power for elektroner i Lifo (beregnet med *estar* [35]).

ett collision stopping power-ledd:

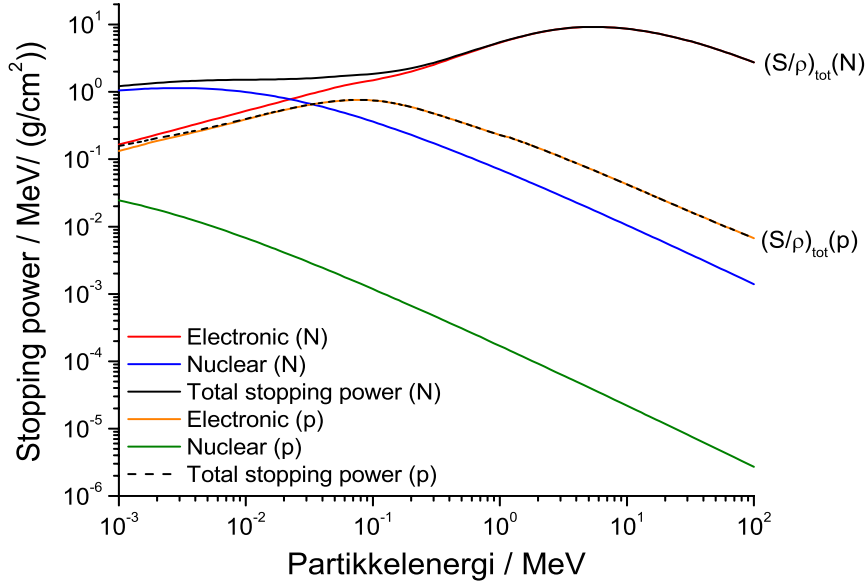
$$\frac{S_N}{\rho} = \frac{S_c}{\rho} + \frac{S_r}{\rho} \quad (10)$$

Dette kjerneleddet har som regel liten betydning for total stopping power, særlig når grunnstoff med lave atomnummer brukes. Elektrons stopping power i Lifo vises i figur 5, mens stopping power for protoner og nitrogenioner i Lifo illustreres i figur 6.

For elektroner ses det at strålingstermen  $\frac{S_r}{\rho}$  har minimalt å si for total stopping power, det vil si at kollisjonstermen  $\frac{S_c}{\rho}$  er den dominerende for energier opp mot 100 MeV. For protoner og nitrogenioner i figur 6 er det intet energitap grunnet bremsestråling. Her er elektron- og kjernetermen for stopping power vist. Som for elektroner (kjerneleddet kan helt neglisjeres der) har kjerneleddet så godt som ingen innvirkning på den totale stoppeevnen for protoner. For nitrogenionene ser man derimot at for ioneenergier under 100 keV vil kjerneleddet ha ganske mye å si. Ellers er energitap grunnet vekselvirkninger med elektroner hovedtyngden av den totale stoppeevnen.

For tunge partikler er collision stopping power per tetthet gitt ved Bethes formel:

$$\begin{aligned} \frac{S_c}{\rho} &= 2k \left[ \ln \left( \frac{2m_0 c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)I} \right) - \beta^2 \right] \\ &= 0.3071 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ 13.8373 + \ln \left( \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \ln I \right] \end{aligned} \quad (11)$$



Figur 6: Stopping power for protoner og nitrogenioner i Lifo (beregnet med SRIM2003 [36]). Totalbidraget  $(\frac{S}{\rho})_{tot}$  er inndelt i *nuclear* ( $\frac{S_N}{\rho}$ ) og *electronic* ( $\frac{S_e}{\rho}$ ) stopping power.

Enheten brukt er  $\text{MeV cm}^2/\text{g}$  og  $m_0c^2$  er hvilemassen for elektroner,  $I$  absorbatorens midlere eksitasjonspotensiale,  $Z$  nukleontallet og  $A$  atomnummeret for målkjernen.  $z$  er ladingen for innkommende partikkel og

$$\beta = \left[ 1 - \left( \frac{1}{(T/m_0c^2) + 1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{v}{c} \quad (12)$$

med  $M_0c^2$  som hvilemassen til innkommende partikkel med kinetisk energi  $T$ .

For ladde partikler vil CSDA-rekkevidden være gitt ved

$$\Re_{CSDA} = \int_0^\infty \left( \frac{dT}{dx} \right)^{-1} dT \quad (13)$$

som er forventningsverdien av total veilengde etter CSDA-modellen. Denne størrelsen fins ofte tabulert multiplisert med tetthet,  $\rho$ .

LET - eller *Linear Energy Transfer*, også kalt restricted stopping power, er et mål for hvor mye energi som avsettes i et bestemt volum, på bakgrunn av en valgt grenseverdi  $\Delta$ . Hvis  $\Delta$  settes til 100 eV, antas det at kun energioverføringer lavere enn 100 eV avsettes lokalt i volumet. Hvis vi setter  $\Delta = E_{max}$ , som vil si at vi ser på et så stort volum at ikke noe energi fra sekundærelektroner slipper ut av det, gir det:

$$LET_\infty = LET_{E_{max}} = \left( \frac{dT}{dx} \right)_{E_{max}} = \rho \cdot \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{E_{max}} = S_c \cdot \rho \quad (14)$$

Denne størrelsen kalles unrestricted stopping power, oppgis ofte i keV/ $\mu\text{m}$  og vil dermed være et mål på ionisasjonstettheten til strålingen. LET-verdien vil i denne oppgaven være betegnelsen på  $\text{LET}_\infty$ , hvor all energi strålen avgir regnes som avsatt i volumet av interesse.

### 2.1.3 Nøytronvekselvirkninger

Siden nøytroner ikke har elektrisk ladning, vil de bare vekselvirke med kjernene<sup>3</sup>. Vekselvirkningene kan grupperes som spredning og absorpsjon. Spredning omfatter elastisk spredning, som er analogt til Comptonspredning for fotoner med hensyn til energi- og vinkelfordeling, og inelastisk spredning. Den sistnevnte er ikke en størrelse av betydning sammenlignet med elastisk spredning før ved høyere energier. Ved disse energier vil derimot tverrsnittet for absorpsjonsprosesser være mye større enn for spredning, så det sees bort fra det inelastiske leddet i forbindelse med tverrsnittet for spredning. For elastisk spredning kan tverrsnittet finnes ved å se på refleksjon av en nøytronbølge mot en kjerne, og bruke partialbølgeanalyse [32, 38]. En skiller mellom to typer elastisk spredning; *potensialspredning* og *resonansspredning*. Beskrivelser av nøytroners potensialkurver i forhold til atomkjerner avslører visse diskontinuiteter som er årsaken til potensialspredning. Resonansspredning er når deler av nøytronbølgen går gjennom kjernens overflate og opptrer bare for noen bestemte nøytronbølgelengder. Attenuasjonskoeffisienten for elastisk spredning gis ved:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{es} = n_m \sigma_{es} \quad (15)$$

hvor  $n_m = N_A/M_m$ , der  $N_A$  er Avogadros tall og  $M_m$  er massen i mol for absorbatormaterialet, mens  $\sigma_{es}$  er tverrsnittet for elastisk spredning.

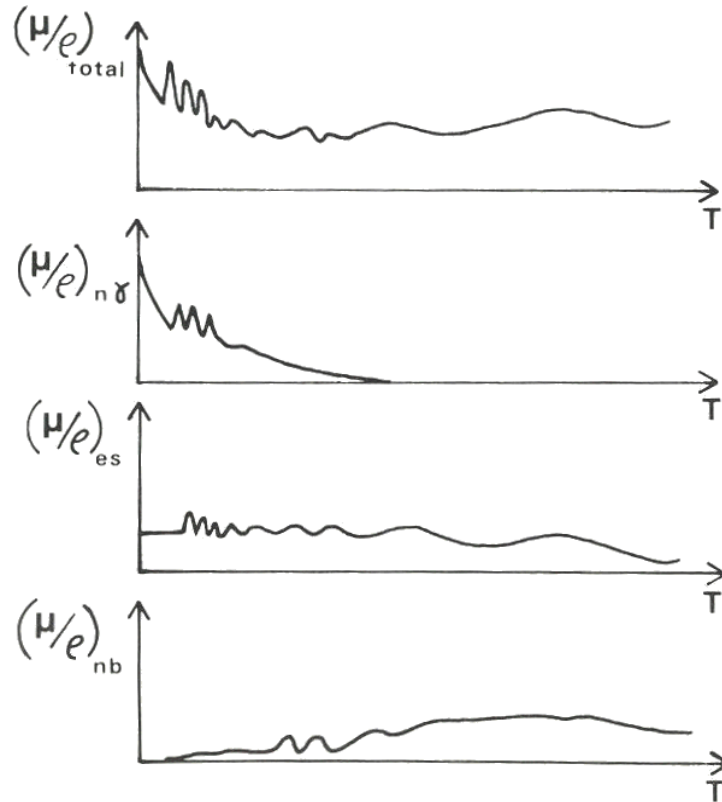
Absorpsjonsprosessene involverer atomkjernen, og innebærer at denne absorberer et nøytron. Resultatet kan være  $\gamma$ -stråling, energetiske kjernepartikler (eventuelt ioner) eller nøytronindusert fisjon. Dette betegnes som (n, $\gamma$ ), (n,b) og (n,f), hvor b kan stå for et nøytron, et proton eller et ion, mens f står for fisjon. Et eksempel på en (n,b)-reaksjon er nøytroninnfangning for  ${}^6\text{Li}$ , gitt ved reaksjonen  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ . Denne reaksjonen er viktig ved nøytronvekselvirkninger i absorbatorer som inneholder litium fordi den har et veldig stort tverrsnitt for termiske nøytroner. Naturlig litium inneholder 7.5% av denne isotopen. Figur 8 side 16 viser kermafaktor for nøytroner i tre forskjellige absorbatorer, og det observeres at for lave nøytronenergier skiller Lifo seg fra de to andre absorbatorene. Dette skyldes nettopp denne prosessen. Kermafaktor defineres i neste delkapittel.

I tillegg er det en mulighet for absorpsjonsprosessen (n,2n), der en fordobling av antallet nøytroner forekommer, men dette er mest vanlig innen kontroll av nøytronbalansen i en kjernereaktor. For nøytroner med kinetisk energi under 0.5 keV vil (n, $\gamma$ )-prosessen dominere, mens for høyere energier tar (n,b) over. Nøytronindusert fisjon forekommer bare for tunge og relativt ustabile kjerner. For veldig lette eller tunge målkjerner vil det være individuelle sannsynligheter som avviker fra standarden. For tverrsnittet ved nøytronabsorpsjon, vil (n, $\gamma$ ) være dominerende for lave energier og  $\sigma_{n\gamma} \propto \frac{1}{v}$ , der  $v$  er hastigheten

---

<sup>3</sup>Coulombvekselvirkninger med elektroner på grunn av ujevn ladningsfordeling i nøytronet er av samme størrelsesorden som gravitasjonen, og tas derfor ikke hensyn til [37].

til nøytronene. Over en terskelenergi vil (n,b)-reaksjoner begynne å inntreffe og overta majoriteten av tverrsnittet.



Figur 7: Illustrasjon av forholdet mellom nøytroners attenuasjonskoeffisienter for en kjerne med middels stor masse (Anderson, 1984) [32].

Totaltverrsnittet vil altså være dominert av (n,γ)-prosesser og elastisk spredning for lave energier, mens (n,b)-prosessene tar over for høye energier. Tverrsnittet er gitt ved:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tot} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{n\gamma} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{es} + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{nb} \quad (16)$$

En illustrasjon av attenuasjonskoeffisientene for en middels kjerne er gitt i figur 7.

Nøytroner kan fås fra kjernereaktorer, hvor for eksempel fisjon av  $^{235}\text{U}$  gir et spekter av nøytronenergier fra noen få keV til mer enn 10 MeV, mens gjennomsnittsenergien er rundt 2 MeV. Ellers er det vanlig å akselerere protoner eller deutroner mot blant annet tritium, som leder til reaksjonene  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  og  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ . I tillegg kan radioaktive  $\alpha$ -emittere blandes i pulver med et lettmetall og gi nøytroner ved en ( $\alpha, n$ )-reaksjon. Et eksempel på dette er en  $^{239}\text{PuBe}$ -kilde, som gir nøytroner med gjennomsnittsenergi 4.5 MeV og har en halveringstid på 24100 år [37].

## 2.2 Dosimetri

Absorbert dose er definert som avsatt energi per masse i et punkt av interesse

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (17)$$

og har enheten  $\text{Gy} = \text{J/kg}$ . Dosen fra et strålefelt til et volum er all energi per masse som avsettes i volumet. En stråle med ioniserende partikler eller kvanter kan karakteriseres med størrelsene fluens,  $\Phi$ , og energifluens,  $\Psi$ , som for en monoenergetisk stråle er henholdsvis hvor mange partikler som kommer mot et volum og hvor mye energi den bærer med seg per arealenhet. For ioniserende stråling er det vanlig å innføre størrelsen KERMA (Kinetic Energy Release per MAss), som er et mål på overført energi til ladde partikler i volumet av interesse. Denne størrelsen kan deles inn i kollisjonskerma og strålingskerma. For fotoner er kerma,  $K_f$ , gitt som

$$K_f = \Psi\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) \quad (18)$$

hvor  $(\frac{\mu_{tr}}{\rho})$  er definert fra likning 4 side 8. Da kollisjonskerma er et mål på energitapet per masseenhed fra fotoner som resulterer i kollisjonstap for elektroner, vil det være gitt ved

$$K_{f,c} = \Psi\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right) \quad (19)$$

For nøytroner er kerma,  $K_n$ , gitt ved

$$K_n = \Phi F_n = \Phi E_n \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) \quad (20)$$

hvor  $F_n$  er kermafaktoren for nøytroner og finnes tabulert for ulike nøytronenergier og materialer.  $E_n$  er energien til et bestemt nøytron. En illustrasjon av kermafaktoren som funksjon av nøytronenergi for Lifo, alanin og vann er gitt i figur 8. Ujevnhetene i kurvene (blant annet tydelig i alanin ved lave nøytronenergier) skyldes resonanser ved ulike nøytronenergier.

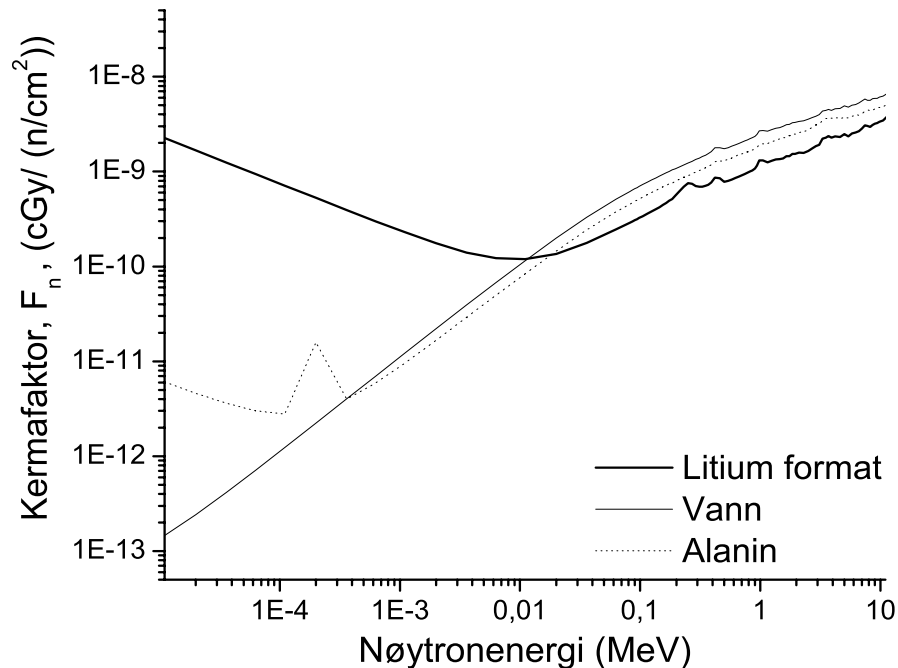
CPE (Charged Particle Equilibrium) er ladd partikkellikevekt og betyr at antall ladde partikler og energien de bærer med seg inn og ut av et volum, er det samme. I tilfeller der CPE forekommer vil all energi avsatt fra strålefeltet i volumet av interesse bli værende der, og medfører at

$$D \stackrel{\text{CPE}}{=} K_{f,c} = \Psi\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right) \quad (21)$$

For ladde partikler vil

$$D = \Phi\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c \quad (22)$$

hvis all energi som avsettes fra partikkelstrålen blir værende i volumet. Det antas altså at det ikke er noe strålingstap ut av volumet ved for eksempel bremsestråling.  $(\frac{dT}{\rho dx})_c$  er definert fra likning 8 side 10.



Figur 8: Kermafaktor for nøytroner i Lifo, alanin og vann som funksjon av nøytronenergi. Nitrogenet i alanin har en resonans for termiske nøytroner, mens  ${}^6\text{Li}$  andelen av litiumet i Lifo bidrar til økt kermafaktor for lavenergetiske nøytroner i dette stoffet. Kermafaktorer for de ulike grunnstoffene Lifo består av er hentet fra Attix, 1986 [33].

Å finne den eksakte dosen gitt til et volum kan ofte være utfordrende. I stråleterapi ønskes det ofte å finne dosen gitt til vann, eller egentlig til muskelvev som ligner mye på vann i sammensetning. For å finne dosen gitt fra en stråletype til et volum, må man gå veien om et dosimeter. Et dosimeter brukes for å få en måling på hvor mye stålingsenergi som absorberes i volumet av interesse, og denne målingen kan videre relateres til dose.

### 2.2.1 Kavitetsteori

Et dosimeter måler som regel ikke direkte dosen gitt til vann, men til et annet materiale. For å finne dosen til vann eller en annen absorbator ved hjelp av et dosimeter, må man ofte gå veien om kavitetsteori. Kavitetsteori er et redskap for dosebestemmelser i små volum av et annet materiale enn omgivelsene, for å finne dosen til omgivelsene. Dosen til en kavitet (lite volum), eksponert for et stålefelt med fluens  $\Phi$ , vil være gitt ved ligning 22. For samme volum som kaviteten, men der kavitetmaterialet er erstattet med vann, vil dosen være gitt



på en tilsvarende måte, og doseforholdet er gitt ved:

$$\frac{D_w}{D_k} = \frac{\Phi(\frac{dT}{\rho dx})_{c,w}}{\Phi(\frac{dT}{\rho dx})_{c,k}} = (\frac{\bar{S}}{\rho})_k^w \quad (23)$$

hvor  $(\bar{S}/\rho)_k^w$  er forholdet mellom collision stopping power for vann og kavitet. Dette kalles Bragg-Gray kavitetsteori og gjelder når doseavsetningen kun skyldes ladde partikler og partikkelfluensen ikke forandrer seg over kaviteten.

### 2.2.2 Energiavhengighet

Energiavhengigheten til et dosimeter kan defineres som hvordan avlesninger per enhet av det dosimeteret skal måle varierer med energien til strålingen (strålekvalitet). Det blir ofte funnet som funksjon av en dosimetrisk størrelse som eksposisjon eller dose til vann [33]. I dosimetersystemet ESR/Lifo vil det være naturlig å definere energiavhengighet som variasjon med strålingens energi av Lifo-dosimeteravlesningen per absorbert dose til vann relativt til  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling. Dette er angitt i likning 24. Når absorbert dose er oppgitt vil det alltid referere til absorbert dose i vann, hvis ikke noe annet er spesifisert, siden vann er valgt som referansemedium i stråleterapi [4]. Det kan foretas teoretiske beregninger av denne avhengigheten når Lifo-dosimeteravlesningen antas å være proporsjonal med den absorberte dosen gitt til det samme dosimeter. Denne likheten er gyldig når det antas at det strålekjemiske utbyttet er uavhengig (Uavhengig Strålekjemisk Utbytte, USU) av de stråleenergier som studeres [21]. For et homogent dosimeter vil følgende relasjon gjelde for ladde partikler:

$$\frac{(\frac{M_d}{D_{d,w}})_{\bar{E}}}{(\frac{M_d}{D_{d,w}})_{^{60}\text{Co}}} \stackrel{\text{USU}}{=} \frac{(\frac{D_d}{D_{d,w}})_{\bar{E}}}{(\frac{D_d}{D_{d,w}})_{^{60}\text{Co}}} \stackrel{\text{CT}}{=} \frac{\frac{(\frac{dT}{\rho dx})_d}{(\frac{dT}{\rho dx})_w} \bar{E}}{\frac{(\frac{\mu_{en}}{\rho})_d}{(\frac{\mu_{en}}{\rho})_w} {}^{60}\text{Co}} \quad (24)$$

hvor  $M$  er målingen,  $D$  er dosen, mens indekseringen  $d$  og  $w$  henviser til dosimeter og vann.  $D_{d,w}$  betegner altså dose til vann gitt dosimeter. Videre viser  $\bar{E}$  til strålekvaliteten som anvendes og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling er standard referansestrålekvalitet. Det første forholdet i ligningen kalles *energiresponsen*. Denne finnes ved forholdet mellom doseresponsene til den aktuelle strålekvalitet og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling.

Hele relasjonen i ligningen sier at ved kavitetsteori (CT) vil forholdet mellom dosimeteravlesning per dose til vann i en bestemt strålekvalitet og referansestråle være gitt som stopping power-forholdet i dosimeteret og vann for strålekvaliteten dividert med energiabsorpsjonskoeffisientforholdet mellom dosimeter og vann for referansestrålen. For fotoner, eventuelt nøytroner, vil stopping power-forholdet byttes ut med forholdet i energiabsorpsjonskoeffisientene for den aktuelle strålekvalitet. Denne relasjonen gir muligheten for å finne energiavhengigheten til dosimeteret på en eksperimentell og en teoretisk måte.

## 2.3 Dosimetriprinsipper

Til dosemålinger brukes en eller annen form for dosimetre. Formålet er å finne et mål på absorbert energi i et volum. Det er få meoder som gir dette direkte i volumet av interesse<sup>4</sup>, og derfor må man gå veien om et dosimeter. Når dosimeteravlesningen kombineres med kaviteteori, kan dosen til volumet finnes. Et dosimeter gir et mål som kan relateres til absorbert energi i dosimetret. Dette målet kan være antall ionisasjoner, radikalmengde, lysutsendelse eller andre fysiske/kjemiske effekter. Felles for alle dosimetre er at de må kalibreres mot noe som gir kjente doser.

Eksempler på dosimetre er ionekamre (ionisasjonskamre), diodedosimetre, termoluminescens dosimetre (TLD), alanin og Lifo (ESR-dosimetre), samt kjemiske dosimetre (Fricke) og dosimetre som anvender at destruksjon i materialer kan studeres (track-dosimetri og filmdosimetri). I denne oppgaven benyttes ionekamre, alanindosimetre og Lifodosimetre, derfor vil bare disse metodene bli beskrevet.

### 2.3.1 Ionekamre

Et ionekammer fungerer ved at to elektroder måler ionestrømmen som skapes når et gassvolum (ofte luft) eksponeres for ioniserende stråling. Over dette gassvolumet er det et spenningspotensiale satt opp av et elektrometer, og ladningen som dannes ved ionisasjoner kan leses av på elektrometeret. Dette fungerer som en ladningsmåler for små ladninger og måler fra nC og oppover. Akkumulert dose beregnes på bakgrunn av avlest ladning. En skjematisk figur av et sylindrisk ionekammer er vist i figur 9 og av et planparallelt kammer i figur 10.

### 2.3.2 ESR-dosimetre

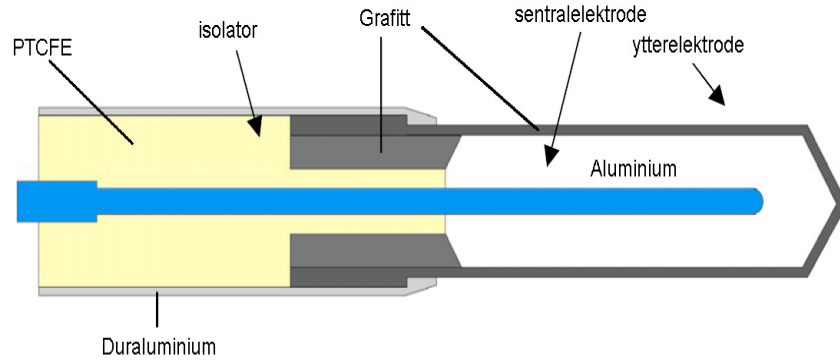
Ved eksponering for ioniserende stråling kan radikaler dannes. Disse har et uparet elektroner og er paramagnetiske. Det gjør at de avgir et signal i et ESR-spektrometer. Mengden stråleinduserte radikaler i et dosimeter kan altså detekteres ved et ESR-spektrometer og er proporsjonalt med dose til dosimetret. Det vanligste ESR-dosimetret er alanin. ESR/alanin har mange gode egenskaper. Signalet destrueres ikke ved avlesning (i motsetning til for eksempel TLD-dosimetri), dosimetrene er robuste og systemet har et stort område for lineær doserespons [19, 22]. Alanin har også høy radikalstabilitet og et effektivt atomnummer nær vann. Alanindosimetre produseres kommersielt i både pilleform og som film.

Avlesningen for dosebestemmelse foregår ved at et bestrålt dosimeter måles med et ESR-spektrometer. Intensiteten til en resonanstopp sammenlignes med et sett avlesninger fra dosimetre gitt kjente doser, primært ved samme strålekvalitet. Resultatet gir dose til dosimetret.

Lifo er tidligere omtalt som et dosimetermateriale med mange lovende egenskaper. Selve dosimetriprinsippet fungerer på samme måte som for alanin.

---

<sup>4</sup>I kalorimetri gjøres faktisk dette ved å måle temperaturøkningen i et volum som bestråles. Dette er derimot en metode som for mange kliniske formål vil være lite praktisk.

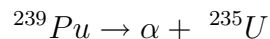


Figur 9: Skjematisk oppbygging et sylindrisk Farmer-ione-kammer. Kammerveggen er laget av ren grafitt og sentralelektroden av rent aluminium. Ioneoppsamlingsvolum er på  $0.6 \text{ cm}^3$ . Isolatoren (av plastmaterialet PTCFE) er omhyllt av vegger av duraluminium, som er en legering av aluminium, kobber, magnesium og mangan. Figuren er modifisert fra IAEA, 2003 [5].

## 2.4 Strålingskilder

### 2.4.1 Radioaktive kilder

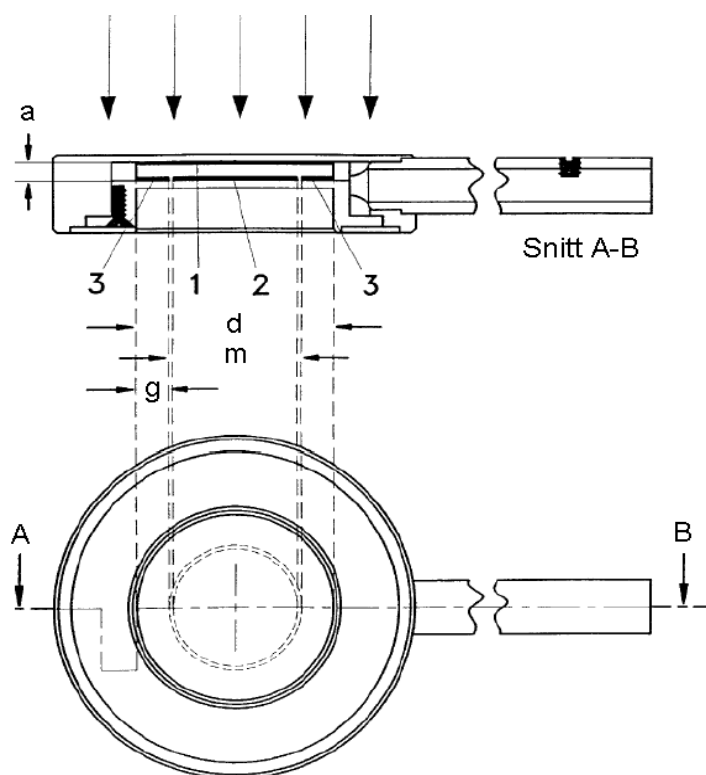
Radioaktive kilder har siden de ble oppdaget blitt brukt for å få tilgang til ulik stråling av partikler eller fotoner. Stråling fra radioaktive kilder deles inn i  $\alpha$ -,  $\beta$ - og  $\gamma$ -stråling, som tilsvarende henholdsvis heliumkjerner, elektroner (eller positroner) og høyenergetiske fotoner. Radioaktive isotoper sender ut en eller flere av disse stråletypene spontant. Isotopene kan også brukes for å fremstille andre stråletyper. Et eksempel på dette er sammensetningen av isotopene  $^{239}\text{Pu}$  og  $^9\text{Be}$ . Plutoniumisotopen er radioaktiv og desintegrerer ved  $\alpha$ -utsendelse:



Videre vil en reaksjon der  $\alpha$ -partikler og beryllium inngår i en kjernereaksjon finne sted og resulterer i et nøytron:  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ . Resultatet er en nøytronkilde. PuBe-kilder, enten laget av plutoniumisotopene  $^{238}\text{Pu}$  eller  $^{239}\text{Pu}$ , er mye brukt som nøytronkilder fordi de har en lav  $\gamma$ -aktivitet og ganske stabile strukturer, samt at de har lang halveringstid (spesielt  $^{239}\text{Pu}$  med  $T_{1/2}=24300$  år) [39, 40]. Spekteret av nøytronenergier fra en  $^{239}\text{PuBe}$ -kilde er vist i figur 11. Spekteret viser at hoveddelen av nøytronene fra en slik kilde har energier mellom 3.5 og 5.5 MeV, og maksimal energi er 11 MeV. Det er verdt å påpeke at området under 1 MeV representerer et estimat, og bygger ikke på noen målinger.

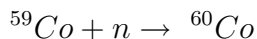
Innen stråleterapi har for eksempel  $^{60}\text{Co}$ -kilder blitt brukt i lengre tid til ekstern strålebehandling og som referansekvalitet. De har en høy  $\gamma$ -energi på 1.25 MeV<sup>5</sup>, høy aktivitet,

<sup>5</sup>For  $^{60}\text{Co}$ -kilder forekommer spontan emisjon av  $\gamma$ -kvant på 1.17 og 1.33 MeV, som med like stor sannsynlighet for emisjon ved hver energi gir en snittenergi på 1.25 MeV.



Figur 10: Skjematisk oppbygging et planparallelt ionekammer. Punkt **1** er polariserings-elektroden, **2** er målelektroden og **3** er sikkerhetsringen. **a** er høyden på luftkaviteten (og avstanden mellom elektrodene) og **d** er diameteren på polariseringselektroden. **m** er diameteren på samlelektroden og **g** er vidden på sikkerhetsringen. Figuren er modifisert fra IAEA, 2003 [5].

relativt lang halveringstid (5.3 år) og en stor luft-kermarate-konstant [5].  $^{60}\text{Co}$  finnes ikke naturlig, og må produseres i en reaktor ved reaksjonen

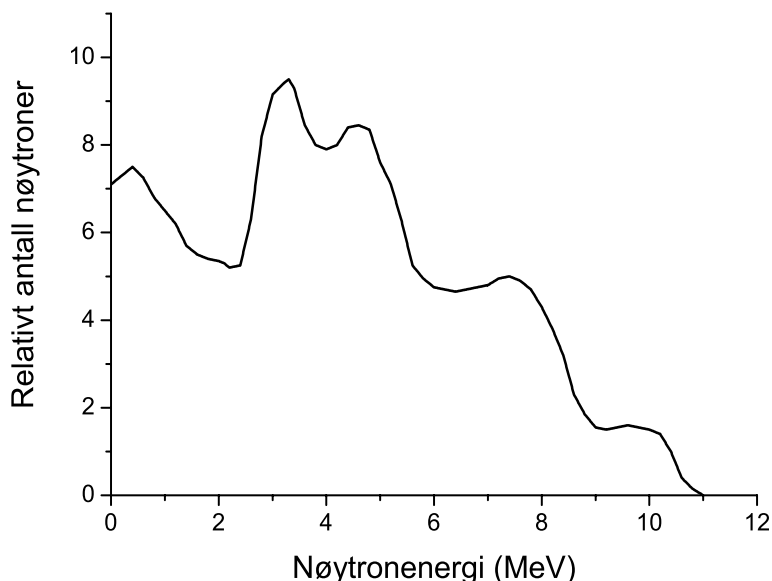


#### 2.4.2 Partikkelakseleratorer

For å generere partikkelstråling med høy energi, brukes fysiske akselerasjonsprinsipper. Man må i utgangspunktet ha tilgang til de aktuelle partiklene, og disse akselereres videre ved å utnytte deres elektriske ladning. Dette kan foregå i en lineærakselerator, en syklotron eller andre akseleratorer.

En lineærakselerator akselererer partikler ved hjelp av en serie små kaviteter med stående bølger. Akselerasjonen foregår i kavitetene og lineærakseleratorer er i utstrakt bruk innen medisinsk behandling.

En syklotron er delt i to metalliske halve sylindre med forskjellig elektrisk polaritet, slik de representerer Faraday-bur. Disse bytter elektrisk polaritet med fast frekvens. Hver



Figur 11: Nøytroners energispekter fra en PuBe-kilde (Bearbeidet fra Lawson et al., 1968 [41]).

halvsylinder er magnetisk og ifølge Lorentz lov vil da ionene følge sirkelbevegelser innenfor disse, siden det ikke er noe elektrisk felt inne i halvsylindrene. Når ionene går ut av halvsirkelen, akselereres de derimot i spenningen mellom halvsirklene, men fortsetter så i sirkelbevegelse inne i den andre halvdelen, nå med større radius. Etter at ionene har fullført en halvsirkelbevegelse til, har polariteten skiftet og elektronene akselereres tilbake til den første halvsirkelen. Der fortsetter de sirkelbevegelsen med enda større radius. Slik fortsetter det til de når ytterkanten, og slippes ut gjennom et lite hull. Her har alle ioner samme baneradius, og dermed samme energi. En synkro-syklotron bygger på prinsippet til en syklotron, men er i tillegg programmert slik polariteten ikke skiftes med fast frekvens, men følger partiklenes endring passeringsfrekvens (grunnet endring i omløpstid ved akselerasjon) av akselerasjonsområdet.

## 2.5 Elektron spinn resonans (ESR)

Den grunnleggende teorien bak Elektron Spin Resonans (ESR) også kalt Elektron Paramagnetisk Resonans (EPR), omhandles i de fleste lærebøker innenfor kvantemekanikk. Den eksperimentelle delen av dette fysiske prinsippet er også beskrevet i en rekke fagbøker, da av en mer spesialisert art. For en mer utfyllende beskrivelse enn det som står i denne oppgaven, henvises det til læreboken av Atherton, 1993 [42].

### 2.5.1 Resonans

For et fritt elektron i et homogent magnetisk felt (z-aksen i koordinatsystemet legges langs B-feltet), vil Hamiltonoperatoren være gitt ved:

$$\hat{\mathbf{H}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = g\beta\vec{S} \cdot \vec{S} = g\beta BS_z \quad (25)$$

Her er  $\vec{\mu}$  det magnetiske momentet for elektronet gitt ved  $\vec{\mu} = -g\beta\vec{S}$ ,  $g$  er g-faktoren (2.0023 for et fritt elektron),  $\beta = \frac{e\hbar}{2m_e}$  ( $e$  og  $m_e$  er elektronets ladning og masse,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , hvor  $h$  er Plancks konstant) og  $\vec{S}$  er elektronets spinn.  $S_z$  er komponenten av denne i z-retning. For en kjerne i et homogent magnetfelt har vi tilsvarende uttrykk, bare med  $I_z$  som erstatter  $S_z$  og  $g_N\beta_N$  som erstatter  $g\beta$ .  $\beta_N$  er definert ved  $\beta_N = \frac{e_p\hbar}{2m_p}$  ( $e_p$  og  $m_p$  er protonets ladning og masse), og  $g_N = \gamma_N/\beta_N$  hvor  $\gamma_N$  er det gyromagnetiske forholdet, spesifikk for hver isotop.  $g_N$ -faktoren er innført for å få kjerneleddet på samme form som elektronleddet.

Elektronet kan innta to mulige tilstander som karakteriseres ved  $|\alpha\rangle$  ( $m_S = 1/2\hbar$ ) med energiegentilstanden  $E_+ = \frac{1}{2}g\beta B$ , eller  $|\beta\rangle$  ( $m_S = -1/2\hbar$ ) med korresponderende energi  $E_- = -\frac{1}{2}g\beta B$ . På grunn av de to mulige tilstandene betegnes dette som er et 2-nivåsystem, hvor  $|\alpha\rangle$  og  $|\beta\rangle$  er egentilstander. Elektronet vil etter en klassisk modell presesere rundt B-feltet med Larmorfrekvensen gitt ved  $\omega_0 = \gamma B_0$ .  $\gamma$  er det gyromagnetiske forholdet gitt ved  $\gamma = \frac{g\beta}{\hbar}$ . I ESR detekteres overgangene mellom de ulike spinntilstandene og overganger kan stimuleres ved å innføre et tidsavhengig felt,  $B_1$ , som er lite og står vinkelrett i forhold til hovedfeltet. Ved hjelp av tidsavhengig pertubasjonsteori [43], kan sannsynligheten for *induserte* overganger fra den ene egentilstanden til den andre (i tråd med Fermi's gylne regel) beregnes:

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle\alpha|H'|\beta\rangle|^2 \delta(\omega - \omega_0) \quad (26)$$

$H'$  er pertubasjonen i Hamiltonoperatoren på grunn av  $B_1$ -feltet og  $\omega_0$  er frekvensen ved resonans, gitt ved  $\hbar\omega_0 = g\beta B_0$ . Det observeres at sannsynligheten for de to overgangsmulighetene er like stor. Forholdet i besetningstall mellom de to tilstandene er gitt ved en Boltzmannfordeling for alle praktiske temperaturer  $T$  [42]:

$$\frac{n_\alpha}{n_\beta} = e^{-\Delta E/kT} = e^{-g\beta B/kT} \quad (27)$$

Her er  $\Delta E$  energiforskjellen mellom de to ulike energinivåene;  $E_+ - E_- = g\beta B$ .  $n_\alpha$  og  $n_\beta$  er antallet spinn i henholdsvis  $|\alpha\rangle$ - og  $|\beta\rangle$ -tilstanden. Dette viser at populasjonsforskjellen øker med økende magnetfelt og synkende temperatur. Dette forholdet er *mindre* enn 1, og  $n_\beta$  må derfor være større enn  $n_\alpha$ . Ved likevekt er det altså *ikke* et jevnt besetningstall mellom tilstandene  $|\alpha\rangle$  og  $|\beta\rangle$  og det må postuleres relaksasjonsmekanismer, *spontane overganger*, gitt ved at:

$$n_\beta W_\uparrow = n_\alpha W_\downarrow \quad (28)$$

$W_\downarrow$  er sannsynligheten per partikkel og per tid for at et spinn skal gå fra  $|\alpha\rangle$  til  $|\beta\rangle$  og tilsvarende er  $W_\uparrow$  fra  $|\beta\rangle$  til  $|\alpha\rangle$ . Siden  $n_\alpha < n_\beta$  må da  $W_\downarrow > W_\uparrow$ . Forventet midlere levetid

for en spinn-tilstand er gitt ved

$$W = W_{\uparrow} + W_{\downarrow} = \frac{1}{T_1} \quad (29)$$

hvor  $T_1$  kalles spinn-gitter relaksasjonstiden. Da  $T_1$  er en endelig størrelse og besetningstallet i den laveste energitilstanden er størst, må det ved indusering av overganger foregå en *netto* absorpsjon av energi. Denne absorpsjonen foregår siden induksjonssannsynligheten er lik for begge typer overganger, og flere overganger fra lav til høy energitilstand finner sted.

Vibrasjoner i molekulære omgivelser rundt spinsystemet kan sette opp tidsavhengige felter. I x-y-planet vil spinnkomponentene "føle" disse, og når feltenes frekvens ligger rundt Larmorfrekvensen vil de kunne indusere overganger, noe som gir  $T_1$ -relaksasjon (*spinn-gitter relaksasjon*). I tillegg vil komponentene i z-retning gi hvert enkelt spinn ulike tillegg til Larmorfrekvensen slik de mister det som kalles fasekoherensen. Denne defasingen kalles  $T_2$ -relaksasjon, eller *spinn-spinn relaksasjon*. Relaksasjonstidene samles ved å innføre en effektiv relaksasjonstid  $T_2'$  gitt ved

$$\frac{1}{T_2'} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2} \quad (30)$$

### 2.5.2 Linjeformfunksjoner

En absorpsjonskurve er en kurve som viser hvor mye energi som absorberes ved ulike frekvenser. Kurven illustrerer dermed hvordan frekvensbidragene fra de ulike radikalene i en prøve fordeler seg rundt resonansfrekvensen. Fra Fermi's Gyldne Regel vil absorpsjonskurven være på formen til ligning 26. Men fra Heisenbergs usikkerhetsprinsipp vil det være umulig å detektere en slik  $\delta$ -funksjon, siden relaksasjonstiden da måtte være uendelig stor [42]:

$$\Delta\omega \geq \frac{\hbar}{T_1} \quad (31)$$

Spredningen rundt resonansfrekvensen er omvendt proporsjonal med  $T_1$ -relaksasjonstida<sup>6</sup>, altså vil man for en liten  $T_1$  ha stor linjebredde, og motsvarende for stor  $T_1$ . Fordelingen av resonansfrekvensene en absorpsjonskurve innehar vil kunne anta en Lorentzfordeling gitt ved

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{(\frac{1}{\pi})(\frac{1}{T_2'})}{(\frac{1}{T_2'})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad , \quad (32)$$

en Gaussfordeling

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{T_2'}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}T_2'^2(\omega - \omega_0)^2} \quad , \quad (33)$$

---

<sup>6</sup>Dette er en forenkling for å illustrere et poeng.  $T_2$ -relaksasjonstida vil også virke inn på linjebredden, men det er ikke hensiktsmessig å dra den inn i argumentasjonen her.

eller en konvolusjon av disse [42, 44]. Formene er gitt for normerte, umettede absorpsjonskurver. Disse fordelingene gir formen på absorpsjonskurven og kalles linjeformfunksjoner. De erstatter  $\delta$ -funksjonen i likning 26, slik at et mer realistisk uttrykk er gitt ved

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \alpha | H' | \beta \rangle|^2 g(\omega - \omega_0) \quad (34)$$

Siden resonansbetingelsen er gitt ved  $\omega = \gamma B$ , vil frekvensen (konstant  $B$ ) eller magnetfelt (konstant  $\omega$ ) kunne varieres for å detektere nettoenergiabsorpsjonen. Metoden brukt i denne oppgaven er cw (continous wave) - ESR, hvor frekvensen holdes konstant og magnetfeltet varieres. Når magnetfeltet i tillegg moduleres, registreres den deriverte av absorpsjonskurva. Da metoden som anvendes innebærer variasjon av magnetfeltet, vil det heretter brukes magnetfeltet  $B$ , og ikke frekvensen  $\omega$ , som parameter for linjeform og metning.

### 2.5.3 Molekylære omgivelser

For uparede elektroner, som befinner seg i et system av molekyler, vil det kunne forekomme vekselvirkninger mellom ulike elektroner, mellom elektroner og kjerner og mellom elektroner og andre ytre påvirkninger. Den generelle spinn Hamiltonoperatoren er gitt ved

$$\hat{\mathbf{H}} = \beta \vec{S} \cdot \hat{\mathbf{g}} \cdot \vec{B} - g_N \beta_N \vec{B} \cdot \vec{I} + \vec{S} \cdot \hat{\mathbf{A}} \cdot \vec{I} + \vec{S} \cdot \hat{\mathbf{D}} \cdot \vec{S} + \vec{I} \cdot \hat{\mathbf{Q}} \cdot \vec{I} \quad (35)$$

der de to første leddene er elektron-Zeemann og kjerne-Zeemann vekselvirkninger, hvor  $g$ -tensoren erstatter  $g$ -verdien for det frie elektronet. Videre er  $\vec{S} \cdot \hat{\mathbf{A}} \cdot \vec{I}$  hyperfinvekselvirkningen og de to siste henholdsvis spinn-spinn dipol-dipol vekselvirkning (bare gjeldende når  $S > \frac{1}{2}$ ) og kvadrupolkobling (bare gjeldende når  $I > \frac{1}{2}$ , koblingen sees normalt ikke i ESR). For ytterligere utdypning av de ulike leddene i Hamiltonoperatoren henvises det til lærebøker i generell ESR-teori, for eksempel Atherton, 1993 [42].

En 2.ordens kartesisk tensor er det samme som en normal matrise, eller en matrise som er ortogonaldiagonaliserbar. Tensorene som inngår i uttrykket er 2.ordens kartesiske og gir forskjellige verdier til de ulike leddene alt etter styrken av de ulike vekselvirkningene, samt orienteringen av prøven i forhold til det ytre magnetfeltet. I løsninger vil man få en midling over alle orienteringer grunnet bevegelser i væskeprøven, mens man ved pulverspektre får en addisjon av alle orienteringer. Fra Hamiltonoperatoren observeres at hvis  $|\hat{\mathbf{g}}| \approx 2$  og  $\hat{\mathbf{A}}$ ,  $\hat{\mathbf{D}}$  og  $\hat{\mathbf{Q}}$  blir veldig små, reduseres den totale Hamiltonoperatoren til bare Zeemann-leddene og prøvens orientering er av minimal betydning. For spekteret vil dette gi en enkel absorpsjonslinje uten oppsplitting (singlett), og spekteret fra Lifo er i denne oppgaven et eksempel på en slik singlett.

### 2.5.4 Mikrobølgemetning

Mye av teorien i dette delkapitlet er etablert i læreboken av Lund og Shiotani, 2003 [45]. Ved å øke mikrobølgeeffekten (som er proporsjonalt med sannsynligheten for induserte overganger) vil man komme til et punkt der de spontane overgangene ikke lenger har



mulighet til å opprettholde besetningsforskjellene. Dette fenomenet kalles *metning*. Ved å måle ESR-signalstyrken som funksjon av mikrobølgeeffekten, kan man si noe om hvor fort prøven mettes. De grafiske fremstillingene av dette kalles metningskurver. Radikalers metningsegenskaper avhenger av spinn-gitter og spinn-spinn relaksasjonstidene  $T_1$  og  $T_2$  definert i kapittel 2.5.1. For å finne disse må ESR-signalintensiteten måles som funksjon av amplituden  $B_1$  til mikrobølgefeltet. Metningskurver kan anta ulike former på bakgrunn av de to hovedtypene av linjeformfunksjoner, med opphav i grensetilfeller kalt *homogen*- og *inhomogen linjeforbredning*. Homogen linjeforbredning gir i utgangspunktet en Lorentz-form, gitt ved:

$$g(B - B_0) \propto \frac{1}{1 + s^2 + (\frac{B-B_0}{\Delta B_L})^2} \quad (36)$$

hvor

$$s^2 = \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2 \quad , \quad T_2 = \frac{1}{\gamma \Delta B_L} \quad \text{og} \quad \Delta B_{PP} = 2\sqrt{3} \Delta B_L$$

når  $T_1 \gg T_2$ .  $s$  er en metningsfaktor, hvor  $s^2 \ll 1$  i det umettede tilfellet, slik vi kjenner igjen den normaliserte formen fra likning 32.  $\Delta B_L$  er halvparten av bredden ved halv høyde for en absorpsjonskurve med Lorentzform. I praktiske målinger observeres det deriverte absorpsjonsspekteret, slik at det vil være hensiktsmessig å bruke parameteren  $\Delta B_{PP}$ , som er halvparten av magnetfeltverdien mellom ekstremalpunktene i den deriverte absorpsjonskurva (linjebredden). I denne oppgaven vil parameteren kalles  $\Gamma_L$  og  $\Gamma_G$  for henholdsvis Lorentzlinjebredde og Gausslinjebredde. Mikrobølgeeffekten,  $P$ , kan direkte leses ut ved opptak. Dermed finnes  $B_1$  ved relasjonen  $B_1 = K\sqrt{P}$ , hvor  $K$  er en kjent kavitetsavhengig konstant. Hvis det innføres en konstant  $P_0$  definert ved

$$P_0 = \frac{1}{\gamma^2 K^2 T_1 T_2} \quad (37)$$

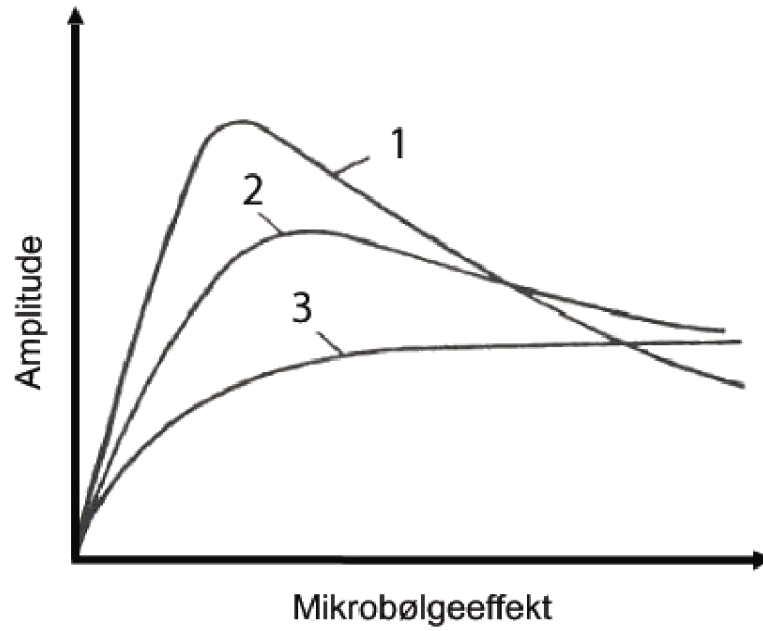
er  $s^2 = P/P_0$  og  $T_1 = (P_0 \gamma^2 K^2 T_2)^{-1}$ . Alt dette gjelder for  $T_1 \gg T_2$ . Som vi ser av ligning 30 vil da  $T_2 \cong T'_2$ . Hvis  $T_1$  og  $T_2$  derimot skulle være av samme størrelsesorden, må  $T'_2$  erstatte  $T_2$  i dette begrepsapparatet. Da vil

$$T'_2 = \frac{1}{\gamma \Delta B_L} \quad \text{og} \quad P_0 = \frac{1}{\gamma^2 K^2 T_1 T'_2} \quad (38)$$

Brukes dette sammen med ligning 30 kan  $T_1$  og  $T_2$  finnes.

Ved inhomogen linjeforbredning kan man tenke seg mange små "spinn-pakker" som er slik i forhold til hverandre at de samlet danner et hovedsignal med en Gaussform, mens hver enkelt spinnpakke har en Lorentzform. Metningskurven vil for homogen linjeforbredning stige til et maksimum før den gradvis faller for høyere mikrobølgeeffekt. For inhomogen linjeforbredning vil metning av én spinnpakke bidra minimalt til hovedsignalet og resultatet er en metningskurve som stiger mot et maksimum og så flater ut for høyere mikrobølgeeffekt [46]. Et eksempel på dette er vist i figur 12.

De fleste eksperimentelle absorpsjonskurver vil anta en blanding av de to hovedformene, og ha bidrag både fra homogen og inhomogen metning. Linjeformen er da gitt som en



Figur 12: Illustrasjon av metningsforløpet for en ESR-linje som er henholdsvis homogent linjeforbredet (1), inhomogent linjeforbredet (2) og begge deler samtidig (3). Figuren er modifisert fra Pshezhetskii, 1974 [47].

konvolusjon av Lorentz- og Gaussform og har fått navnet Voigt-form. Denne er gitt som

$$g(B - B_0) \propto \int_0^\infty \frac{e^{-\left(\frac{B' - B_0}{\Delta B_G}\right)^2}}{1 + s^2 + \left(\frac{B' - B_0}{\Delta B_L}\right)^2} dB' \quad (39)$$

hvor  $s^2 = P/P_0$  som i det homogene tilfellet. Her er  $\Delta B_G$  halve bredden ved halv høyde for en absorpsjonskurve med Gaussform.

## 2.6 Usikkerhetsestimater

I denne oppgaven brukes både standardavvik i en fordeling,  $\sigma$ , og standardavvik i middelerdi,  $\sigma_m$ . Hvis en Gaussfordeling (normalfordeling) av observasjonene antas, vil standardavviket  $\sigma$  være definert slik at cirka 68% av fordelingen befinner seg innenfor et intervall på  $2\sigma$  rundt middelerdien [48]. Relasjonen mellom  $\sigma$  og  $\sigma_m$  er gitt som

$$\sigma_m = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (40)$$

der  $n$  er antall målinger.

For å kombinere usikkerheter i en sum eller differanse mellom tall, hvert med sine respektiver usikkerheter, gjelder følgende relasjon [49]:

$$(\Delta Z)^2 = (\Delta A)^2 + (\Delta B)^2 + (\Delta C)^2 + \dots \quad (41)$$

Her er Z det kombinerte tallet, mens A, B og C er elementene dette består av. Ved produkter av tall, hvert med sin usikkerhet, brukes følgende relasjon [49]:

$$\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2 = \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \dots \quad (42)$$



## 3 Materialer og metode

### 3.1 Dosimetrene

#### 3.1.1 Litium format og alanin

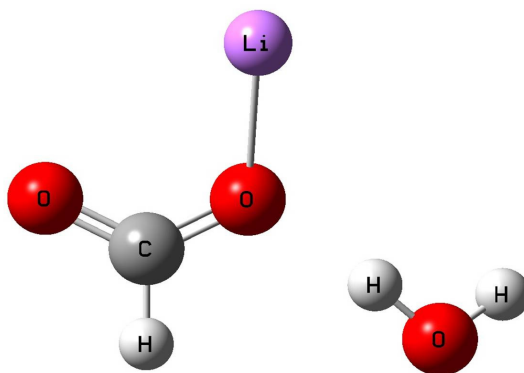
Lifo-dosimetrene ble laget av polykrystallinsk litium format monohydrat ( $\text{HCO}_2\text{Li} \cdot \text{H}_2\text{O}$ , Sigma-Aldrich) og presset til sylindriske piller (5.0 mm diameter) med en manuell Weber pillepresse. For pressingen av pillene ble det brukt en kraft på 10 kN i 1 minutt tilsvarende Vestad et al., 2004 [24]. Molekyloppbygningen til Lifo er vist i figur 13 og noen egenskaper ved stoffet er listet opp i tabell 2.

Tabell 2: Egenskaper ved litium format monohydrat.

Egenskap	Størrelse
Krystalltetthet	1.476 g/cm <sup>3</sup> [50]
g-verdi	2.0002 [27]
Linjebredde	ca. 1.5 mT [23]
Sensitivitetsområde	0.1 - 1000 Gy [23, 51]

Til nøytroneksperimentet var midlere masse for dosimetrene på  $79 \pm 8$  mg. For de andre eksperimentene var midlere masse  $51 \pm 2$  mg og  $25 \pm 2$  mg for piller med høyde henholdsvis 2 mm og 1 mm. Pillene ble veid på en Mettler Toledo AG245 vekt som skal operere innenfor en nøyaktighet på 0.1 mg. Lifo-pulveret lar seg fint presse til piller uten bruk av bindemiddel, og de geometriske målene sammenlignet med vekt ga en pilletetthet på 1.310 g/cm<sup>3</sup>. Dette er noe lavere enn krystalltettheten (tabell 2).

Det ville være en fordel å ha så tynne dosimetre som mulig til noen eksperimenter. Ulike tykkelser på dosimetrene ble forsøkt laget, og det viste seg at 1 mm tykkelse var det



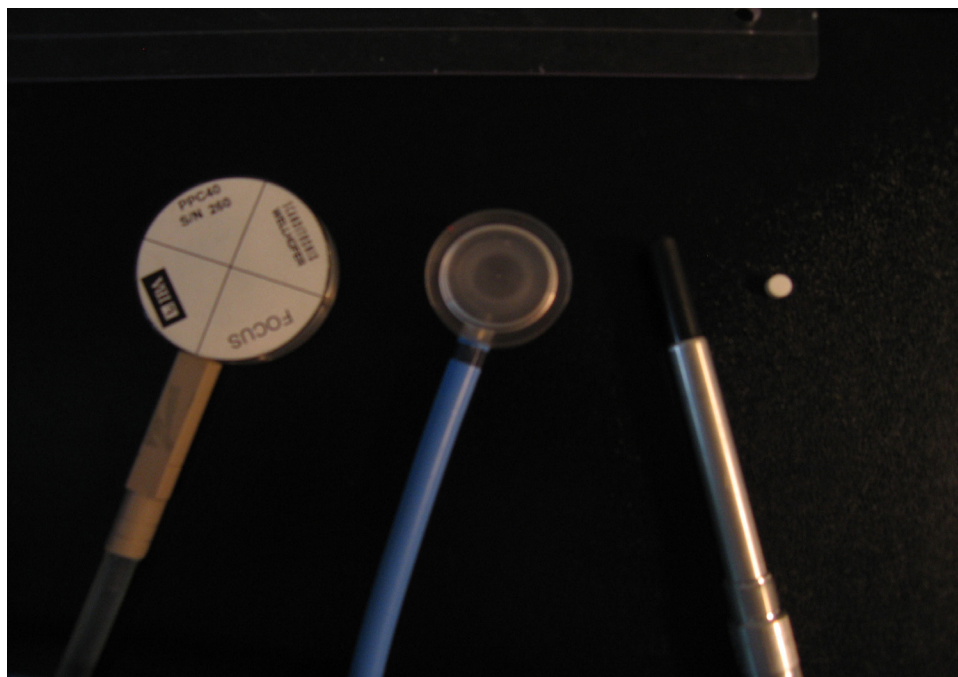
Figur 13: Litium format monohydrat

minste som lot seg presse når dosimetrene skulle være robuste nok til å kunne bestråles og avleses uten å gå i stykker. Etter bestråling ble dosimetrene oppbevart tørt og mørkt i lukkede beholdere.

Alanindosimetrene som er brukt i denne oppgaven er av typen Bronze og levert av Bruker GmbH. De er sylindriske og har gjennomsnittlig masse på 87 mg, med diameter 4.7 mm og høyde 4.5 mm. Dosimetrene inneholder 80% L- $\alpha$ -alanin og 20% polyetylen som bindemiddel.

### 3.1.2 Ionekamrene

I denne oppgaven er det brukt tre forskjellige ionekamre for å bestemme doseraten ved de ulike bestrålingene. Det er brukt et Wellöfer FC65-G sylindrisk kammer (Farmerkammer) til  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålingene (unntatt til bestrålingen av referansedosimetrene i elektroneksperimentet) og protoneksperimentet, et planparallelt Wellhöfer Roos-kammer (elektroneksperimentet) og et Marcus-kammer (nitrogeneksperimentet). Bilder av disse sammen med et Lifo-dosimeter er vist i figur 14. Elektrometeret som ble brukt sammen med ionekamrene var av type Standard Imaging Max 4000.

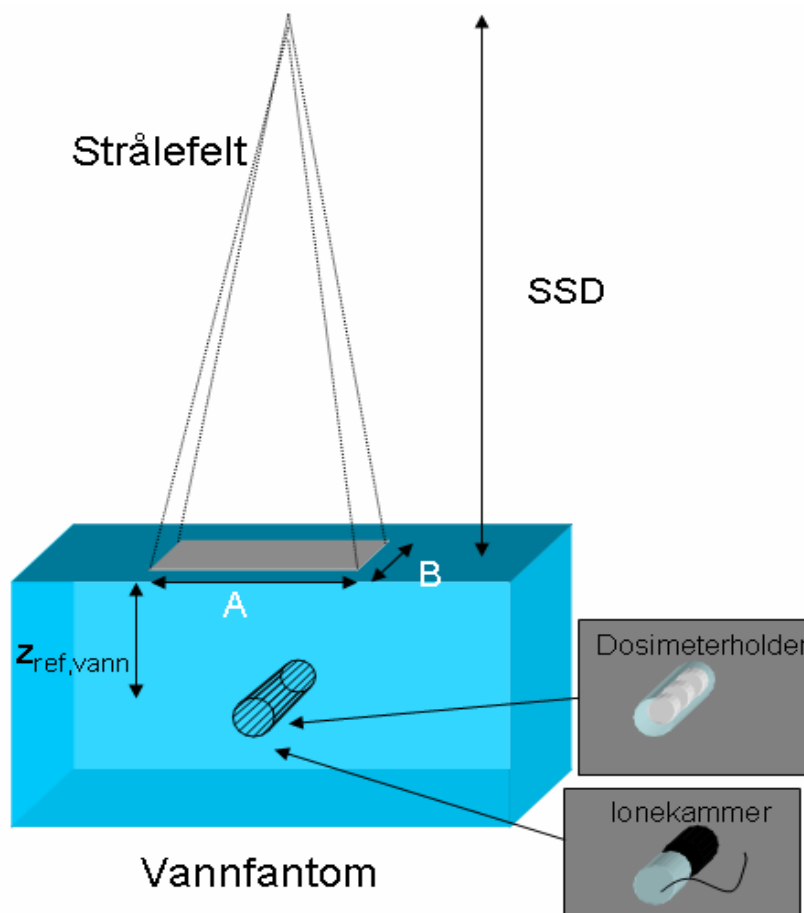


Figur 14: Ulike dosimetre benyttet i det foreliggende arbeid. Fra venstre: planparallelt Roos-kammer, planparallelt Marcus-kammer og sylindrisk Farmer-kammer. Til høyre et Lifo-dosimeter.

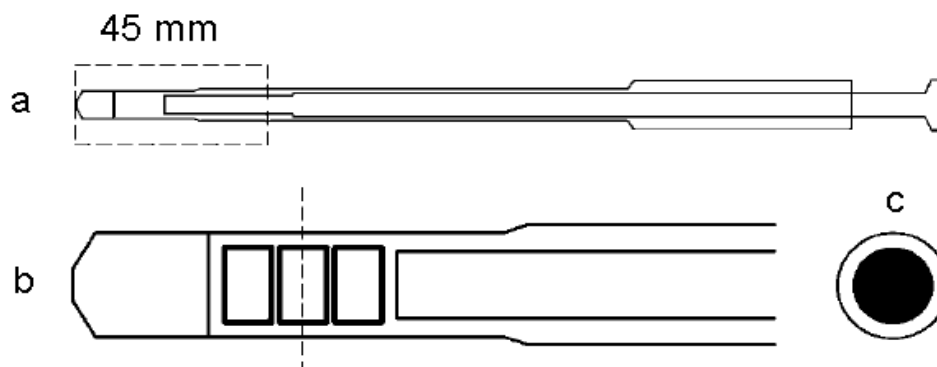
## 3.2 Bestrålingene

### 3.2.1 $\gamma$ -bestrålingene

Alle  $\gamma$ -bestrålingene ble gjort ved  $^{60}\text{Co}$ -kilden på Det Norske Radiumhospital. Denne er av typen Mobaltron 80 terapienhet (TEM instruments). Dette er en kalibrert kilde og ved optimal ionekammerdosimetri er dosenøyaktigheten på rundt 0.9% for bestrålinger i vann [4]. Alle  $\gamma$ -bestrålingene utenom de som er i tilknytning til elektroneksperimentet ble foretatt i et standard kalibreringsvannfantom for rutinemessige fotonmålinger [52]. Dette har et volum på  $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ . Fantomet er av plast (PMMA) og er fylt med vann. På den ene siden av fantomet er det en hylse i 10 cm dyp som akkurat rommer et sylindrisk ionisasjonskammer. Hylsa er av perspex og har en tykkelse på 0.6 mm. I denne hylsa kan også en dosimeterholder med samme dimensjoner som det sylindriske Farmer-kammeret plasseres, slik dosimetrene blir plassert i samme posisjon som gassvolumet i ionekammeret. Forsøksoppstillingen for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålingene er vist i figur 15.



Figur 15: Forsøksoppsett for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålingene.



Figur 16: Dosimeterholderen for Lifo-dosimetre ved  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålingene. **a** viser hele dosimeterholderen, som er i perspex. **b** viser plasseringen av dosimetrene og **c** viser tverrsnittet av holderen der dosimetrene befinner seg. Figur er modifisert fra Vestad et.al, 2004 [24].

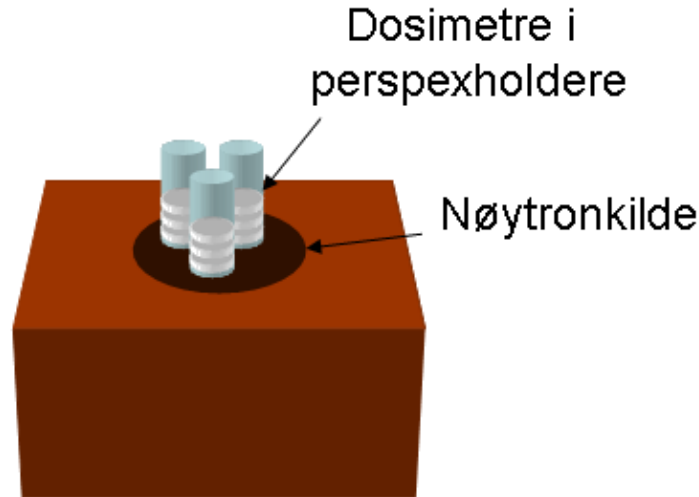
En skisse av dosimeterholderen er vist i figur 16. Strålefeltet i isosenter (80 cm fra kilden) var  $10 \times 10 \text{ cm} \times \text{cm}$  ( $A \times B$ ) og avstand fra kilde til overflate (SSD) var 70 cm. 3 dosimetre ble bestrålt samtidig i vannfantomet, ved referansedyp gitt fra TRS-398 [4]. Doseraten ble før hvert forsøk funnet ved et sylindrisk Farmer-ione-kammer. Dosimetrene ble bestrålt med 5, 10 og 20 Gy (3, 6 og 9 Gy for elektroneksperimentet) samme dag (eller så nært som mulig) som partikkelbestrålingene de skulle sammenlignes med. I elektroneksperimentet ble bestrålingene foretatt i perspex for å få samme forsøksoppstilling som elektronbestrålingene (se nedenfor).

### 3.2.2 Nøytronbestrålingene

Til nøytronbestrålingene ble en  $^{238}\text{PuBe}$ -kilde ved Kjemisk Institutt, Universitetet i Oslo, brukt. Denne er fra 1969 og hadde da en aktivitet på rundt 600 GBq. Kilden er i dag på 450 GBq tilsvarende 0.71 g  $^{238}\text{Pu}$ , og består av en blanding av  $^{238}\text{Pu}$  og berylliumpulver. Nøytronenes energispekter fra denne kilden vil være ganske likt energispekteret fra en  $^{239}\text{PuBe}$ -kilde [41] (figur 11 side 21).

Dosimetre ble plassert i sylindriske plastrør over nøytronkilden. Det var 3 dosimetre i hvert rør, slik at de lå i ulik avstand fra kilden. Figur 17 viser en enkel skisse av bestrålingsoppsettet. Dosimetrene ble bestrålt i henholdsvis en, to og tre uker og sammenlignet med  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte dosimetre. Disse ble gitt doser på 5, 10 og 20 Gy, da tidligere resultater med LiF TL-dosimetre antydte at nøytrondosene ville befinne seg innenfor dette området. I tillegg ble dosimetre av alanin bestrålt i to, fire og seks uker ved den samme nøytronkilden med samme bestrålingsoppsett. Til sammenligning var også upubliserte data fra LiF TL-dosimetre tilgjengelig.





Figur 17: Forsøksoppsett for nøytronbestrålingene.

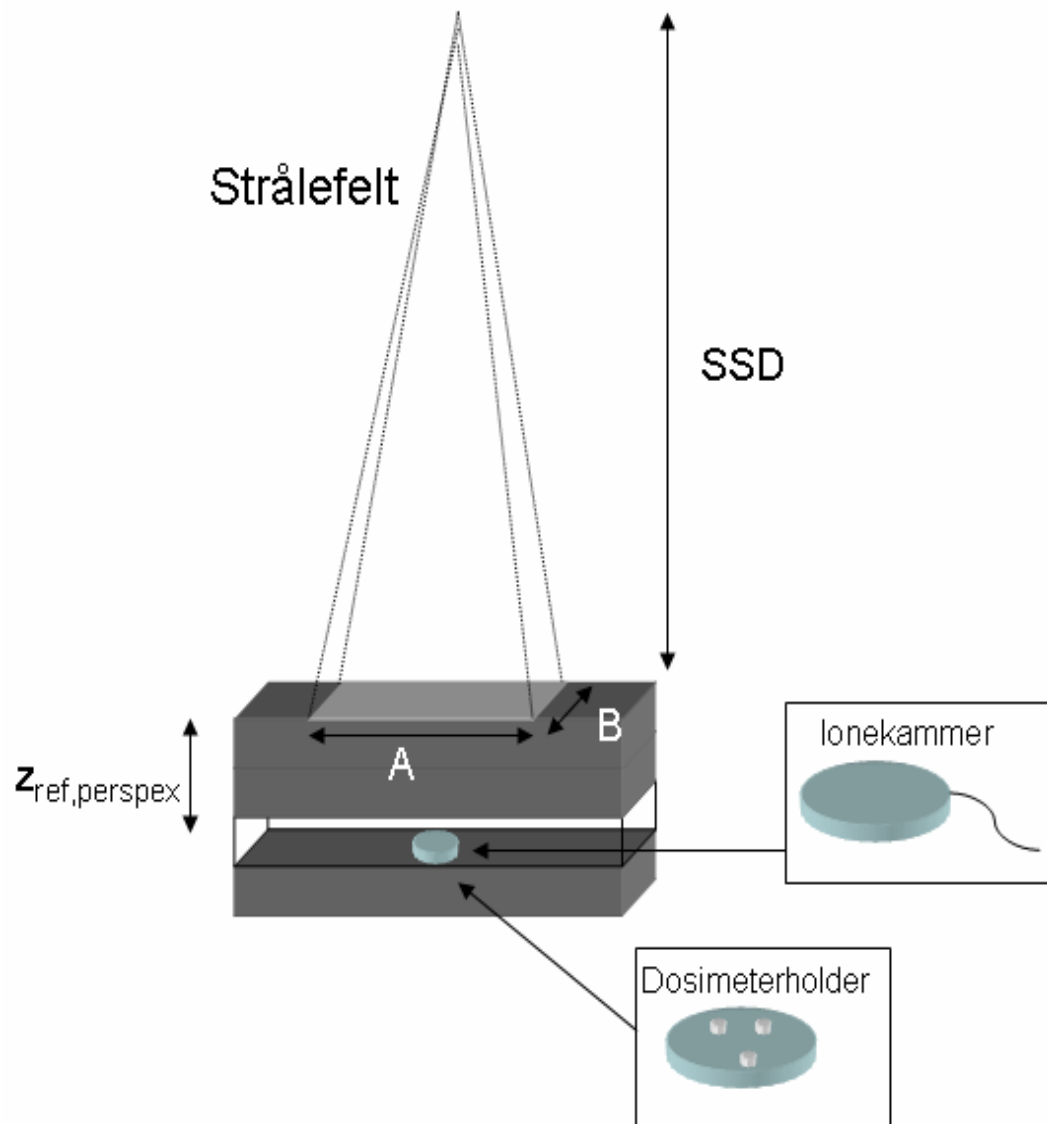
### 3.2.3 Elektronbestrålingene

Elektronbestrålingene ble foretatt med en Varian Clinac 2100CD lineærakselerator på Det Norske Radiumhospital.

3 dosimetre (2mm høyde) i hvert punkt ble gitt en dose til vann på henholdsvis 3, 6 og 9 Gy i referansedypet  $z_{ref,perspex}$ . Dette dypet ble funnet fra IAEA sin protokoll TRS-398 [4] og er gitt i tabell 3. Det ble brukt nominelle elektronenergier på 6, 9, 12, 16 og 20 MeV tilsvarende  $R_{50}$ -verdiene 2.4, 3.4, 4.8, 6.5 og 8.1 g/cm<sup>2</sup> [22]. Lineærakselerator som leverte elektronstrålen er i daglig bruk innen stråleterapi. Strålefeltet var på 15×15 cm×cm, med en avstand fra kilde til overflate (SSD) på 100 cm. Forsøksoppstillingene er vist i figur 18.

Tabell 3: Referansedyp for elektronbestrålinger i ulike medier for forskjellige strålekvaliteter  $R_{50}$ . Tallene er hentet fra TRS-398 IAEA, 2001 [4].

Strålekvalitet	$R_{50}$ (g/cm <sup>2</sup> )	$z_{ref,vann}$ (cm)	$z_{ref,perspex}$ (cm)	$z_{ref,polystyren}$ (cm)
<sup>60</sup> Co $\gamma$ -stråling(1.25 MeV)		10	8.9	10.2
Elektroner 6 MeV	2.4	1.4	1.2	1.4
Elektroner 9 MeV	3.4	2.0	1.8	2.0
Elektroner 12 MeV	4.8	2.8	2.5	2.8
Elektroner 16 MeV	6.4	3.8	3.4	3.9
Elektroner 20 MeV	8.1	4.9	4.3	5.0



Figur 18: Forsøksoppsett for elektroneksperimentet.

Alle bestrålingene ble foretatt i perspex for å ha en nøyaktig og reproducerbar plassering av ionekammer og dosimetre. Bestrålinger i et vannfantom ville gitt store utfordringer, dels fordi dosimetrene ikke bør utsettes for fuktighet, og dels fordi plassering av ionekammer og dosimetre på samme sted vanskelig vil la seg gjøre uten å tilføre nye usikkerheter. Tre dosimetre ble bestrålt samtidig i en dosimeterholder av perspex, med parafinplugger under pillene. Dosimetrene ble videre sammenlignet med tilsvarende dosimetre bestrålt i samme dosimeterholder og gitt  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling i et referansedyp på 10 cm. Disse dosimetrene ble bestrålt samme dag som de elektronbestrålte dosimetrene. Dose til vann ble funnet ved hjelp av et Roos FK-6 planparallelt ionekammer i PMMA. Kammeret opptok samme geometri som bestrålingsanretningen for dosimetrene og var kalibrert fra Statens Strålevern. En fordel med å bestråle i perspex var nettopp at geometrien for ionekammer og dosimeterholder ble lik, selv om den ideelle bestrålingssituasjonen ville være i et vannfantom [4]. Ellers ble bestrålingene og dosimetrien gjort etter referansebetingelsene gitt i TRS-398.

### 3.2.4 Proton- og $\text{N}^{7+}$ -bestrålingene

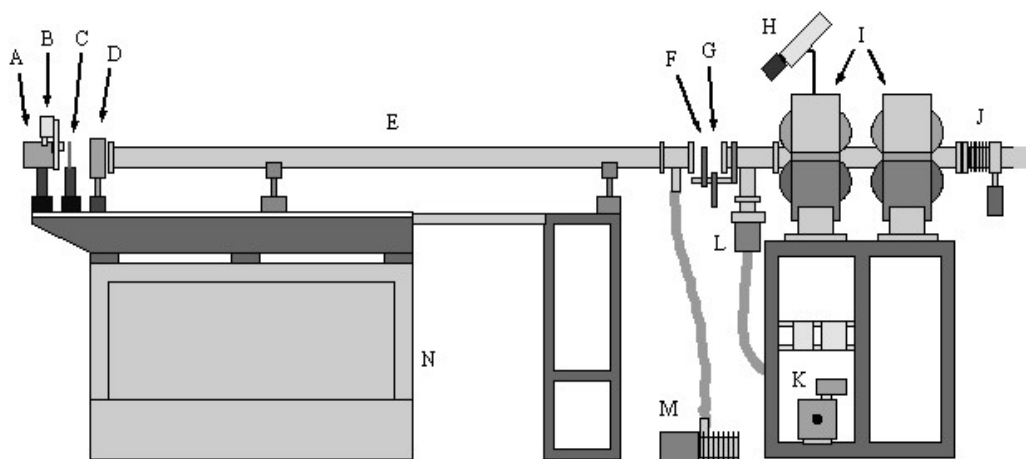
Både proton- og  $\text{N}^{7+}$ -bestrålingene ble foretatt ved synkro-syklotronen ved TSL, Svedberglaboratoriet tilknyttet Universitetet i Uppsala.

**Protonbestrålingene** Protonbestrålingene ble utført av professor Erik Grusell ved Svedberglaboratoriet, Universitetet i Uppsala. Dosimetrene ble gitt doser til vann på omtrent 5, 10 og 20 Gy ved fire ulike dyp i protonstrålens dybdedosekurve. Det ble benyttet et sylindrisk Farmer-ionekammer med grafittvegg (ptw type B30004) og dosimetrien ble utført i henhold til dosimetriprotokollen utarbeidet av ECHED (European Clinical Heavy Particle Dosimetry Group) Vynckier et al.: *Code of practice for clinical proton dosimetry* [53]. Doseestimatene har en usikkerhet på 2.5%.

Protonstrålen gikk først gjennom et tynt lag rustfritt stål som holder vakuuemet i vakuumbøret. Deretter passerte strålen en primærspredofolie på  $1.09 \text{ g/cm}^2$  (ca 1 mm) bly (Pb) og en sekundærspreader på  $0.55 \text{ g/cm}^2$  (ca 0.3 mm) gull (Au) [54, 55]. Gjenværende energi etter at strålen hadde passert spredofoliene ble beregnet til 176 MeV og feltstørrelsen var på 70 mm diameter. De ulike bestrålingsdypene i perspex var på henholdsvis 2, 10, 16 og 17 cm. Referansedosimetre ble samtidig bestrålt med  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling i et vannfantom og gitt dosene 5, 10 og 20 Gy.

**$\text{N}^{7+}$ -bestrålingene** Nitrogenbestrålingene ble foretatt ved Svedberglaboratoriet, Uppsala, i samarbeid med dosent Bo Stenerlöv. En skjematisk forsøksoppstilling er vist i figur 19, og foto av det aktuelle oppsett fra to vinkler er gitt i figur 20.

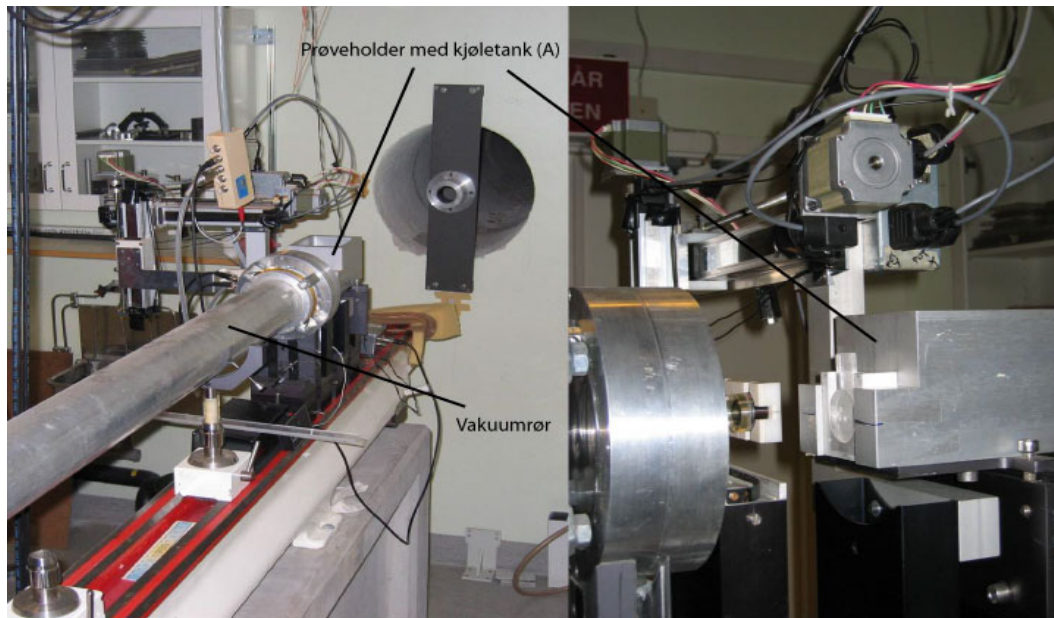
Partikkelenergien fra akseleratoren ligger på ca. 45-47 MeV/u og den relativt smale strålen spres med 80 mikrometer gullfolie i posisjon G. Det interessante er å vite partikkelenergien i posisjon A. Når strålen er styrt inn slik den ligger symmetrisk rundt prøveplasseringen i posisjon A, lages en eksperimentell dybdedosekurve og fra den finnes maksimal rekkevidde på ionene. Ved bestrålingen av Lifo-dosimetrene var den på  $3960 \mu\text{m}$  i vann, som tilsvarer en energi på 38.5 MeV/u i posisjon A [56]. For å endre LET-verdien på strålen



Figur 19: Eksperimentoppsett for nitrogenbestrålingene. Bokstavene på figuren angir følgende punkter: **A** Prøveholder med kjøletank (mulig å fylle med is) **B** Transportør i x- og y-ledd for sveiping av detektor (ionekammer; Markus chamber type 23343, PTW, Freidburg, Germany) med stråleprofilmåling, **C** Holder for plastskiver som benyttes til rekkeviddemodulering, **D** Transmisjonskammer for måling av partikkelfluensen i strålen, **E** Stråletransportrør, vakuumpumpet og forseglet med tynne perspexvinduer i endene (vakuumsrør), **F** Visualiseringsplate - scintillerende skjerm som viser strålens beliggenhet og utstrekning, **G** Spredefolie av gull, **H** Videokamera fokusert på visualiseringsplaten og tilsluttet TV i kontrollrommet, **I** Kvadrupoldublett for den siste strålingsfokuseringen innenfor strålingsmålet, **J** Vakuumventil mot akseleratoren, trykkluftdrevet og forseglet med fjærende vakuumbelg, **K** Vakuumpumpe til strålingstransportsystemet fra akseleratoren, **L** Vakuumventil mot pumpen, trykkluftdrevet, **M** Vakuumpumpe til transportrøret (E), **N** Betongfundament med stålingsprisme.

ble en plastabsorbator (mylar) satt inn i ulike tykkelser i punkt C. Doseraten som måles er i prøvens fremkant, altså etter transmisjonskammer og eventuelle plastabsorbatorer. Doseraten på prøvens plass (posisjon A) måles først med et lite ionekammer (Markuskammer type 23343, PTW, Freidburg, Germany) i posisjon B. Det signalet som samtidig måles i transmisjonskammeret (egenprodusert i Uppsala, N.Tilly, 2005 [57]) kan oversettes til dose i posisjon A. Markuskammeret blir deretter fjernet og prøven settes inn i punkt A.

Tre dosimetre ble plassert i hvert punkt og gitt dose til vann på 5, 10 og 20 Gy. Plastabsorbatorer på 1 og 2 mm tykkelse ble valgt for å moderere strålens energi, slik at det ble totalt tre forskjellige inngangsenergier. Dosimetre på 1 og 2 mm ble bestrålt, de 2 mm tykke ble utsatt for de to høyeste strålingsenergier, mens de 1 mm tykke ble utsatt for alle tre energiene (det ga fem forskjellige midlere LET-verdier over prøvene). Det  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte kalibreringssettet ble bestrålt omtrent samtidig som nitrogenbestrålingene fant sted.



Figur 20: Forsøksoppstilling ved bestråling med nitrogenioner i Uppsala.

### 3.3 Doseberegninger med IAEA's dosimetriprotokoll TRS-398

#### 3.3.1 Vannbasert dosimetri

Absorbert dose til vann for et dosimeter plassert i referansedypet  $z_{ref}$  i vann for referansestrålekvalitet  $Q_0$  og i fravær av et ionekammer, er gitt ved

$$D_{w,Q_0} = M_{Q_0} N_{D,w,Q_0} \quad (43)$$

$M_{Q_0}$  er elektrometeravlesningen etter referansebetingelsene brukt i et standardlaboratorium og  $N_{D,w,Q_0}$  er kalibreringsfaktoren i enheter av absorbert dose til vann for dosimeteret, funnet ved et standardlaboratorium.

For de fleste kliniske målesituasjoner er det avvik fra referansebetingelsene i et standardlaboratorium. Dette kan påvirke responsen til dosimetret og må korrigeres for. Derfor er det viktig å skille mellom referansebetingelser i et standardlaboratorium og i kliniske måleomgivelser.

Kalibreringsfaktoren for et ionekammer bestrålt under referansebetingelser er forholdet mellom den konvensjonelt sanne verdi til kvantiteten som skal måles og den funne verdi. Referansebetingelsene er beskrevet av et sett med verdier for innvirkende faktorer, og ved bruk av disse er kalibreringsfaktoren riktig uten videre korreksjoner. Eksempeler på slike innvirkende faktorer kan være geometrisk oppsett (feltstørrelse, avstand mellom fantom og strålekilde (SSD) og dyp ( $z$ )), materiale og dimensjon av bestrålt fantom, temperatur, trykk og relativ luftfuktighet. Disse ulike parametrene kan, når de anses som uavhengige størrelser, samles i en korreksjonsfaktor gitt ved  $\prod k_i$ . Korreksjonsfaktoren som korrigerer

for annen strålekvalitet enn referansestrålekvaliteten er ikke inkludert, og betegnes med  $k_{Q,Q_0}$ <sup>7</sup>.

Når et dosimeter er bestrålt med en strålekvalitet  $Q$  som skiller seg fra den som er brukt i kalibrering,  $Q_0$ , er absorbert dose til vann gitt som

$$D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \quad (44)$$

$k_{Q,Q_0}$  gir korreksjon for forskjellene mellom referansestrålekvalitet  $Q_0$  og aktuell kvalitet  $Q$ .  $M_Q$  er dosimetermålingen, og er korrigert for innvirkende faktorer ved at direkte avlesning er multiplisert med  $\prod k_i$ . En av disse  $k_i$ -faktorene er korreksjonsfaktor for trykk og temperatur, gitt ved

$$k_{TP} = \frac{(273.2 + T)P_0}{(273.2 + T_0)P}$$

Her er  $T$  og  $P$  temperatur og lufttrykk ved måling, mens  $T_0$  og  $P_0$  er samme størrelser etter referansebetingelser (normalt 20°C og 101.3 kPa). I tillegg inneholder  $k_i$ -faktorene blant annet korreksjon for luftfuktighet ( $k_h$  - brukes ikke under de fleste fuktighetsomgivelser), polaritetseffekt ( $k_{pol}$ ) og ionerekombinasjoner ( $k_s$ ).

### 3.3.2 Strålekvalitetsindekser

For  $\gamma$ -stråling fra en  $^{60}\text{Co}$ -kilde vil det forekomme noe lavenergetisk spredt stråling, men ionekammermålinger skal ikke påvirkes mer enn noen få tidels prosent av dette [4]. Av den grunn vil det ikke oppgis noen annen strålekvalitet enn radionukliden.

For elektronbestråling er  $R_{50}$  valgt som strålekvalitetsindeks. Denne indeksen betegner halvverdidybden i vann, altså når absorbert dose er 50% av verdien i dose-maksimum.  $R_{50}$  gis i enheter av g/cm<sup>2</sup>. Målingen av denne indeksen må skje med konstant avstand fra kilde til fantomoverflate (SSD) på 100 cm og en feltstørrelse på fantomets overflate på minst 10 cm  $\times$  10 cm for  $R_{50} \leq 7$  g/cm<sup>2</sup> og minst 20 cm  $\times$  20 cm for  $R_{50} > 7$  g/cm<sup>2</sup>. Tidligere ble snittenergi ved fantomoverflate,  $E_0$ , brukt som strålekvalitetsindeks. Denne størrelsen kan derimot sies å være utledet fra  $R_{50}$ , og endringen er dermed en forenkling som unngår omgjøring til energi.

I protondosimetri brukes  $R_{res}$  til å indeksere strålekvaliteten. Denne indeksen kan lett måles og gis i enheter av g/cm<sup>2</sup>.  $R_{res}$  ved en måling i et dyp  $z$  (i g/cm<sup>2</sup>) er gitt som

$$R_{res} = R_p - z \quad (45)$$

$z$  er måledypet og  $R_p$  (i g/c,m<sup>2</sup>) er den praktiske rekkevidden, definert som dybden når den absorberte dosen etter dybdedosekurvens Bragg-peak (eller SOBP) faller til 10% av maksimum verdi. I motsetning til mange andre strålekvalitetsindekser  $Q$ , er denne ikke unik for protoner i denne bestemte strålen, men bestemmes også av referansedypet  $z_{ref}$ .

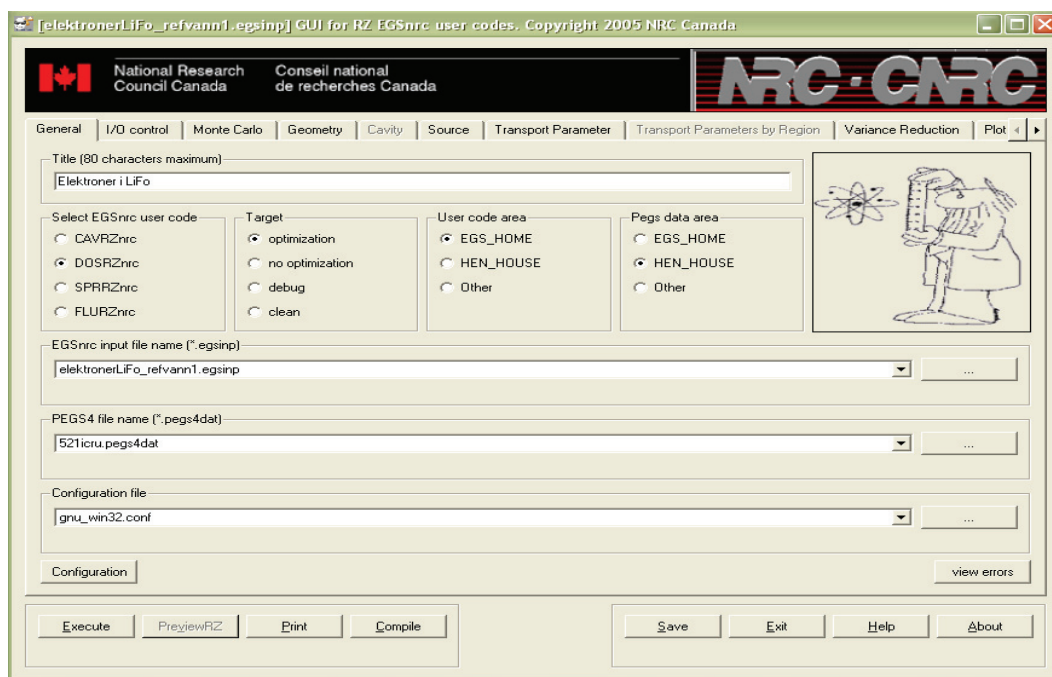
For bestrålinger med tyngre ioner enn protoner er det ikke anbefalt noen spesiell standard for strålekvalitetsindeks.

---

<sup>7</sup> $k_{Q,Q_0}$  er gitt ved  $k_Q/k_{Q_0}$ , hvor  $k_Q \cong \left(\frac{S_c}{\rho}\right)_{air}^w$  når et ionekammer eksponeres for elektronstrålekvalitet  $Q$ . Dette viser relasjonen til stopping power-forholdet i luft og vann, vist i likning 23 side 17.

### 3.4 Monte Carlo-simuleringer

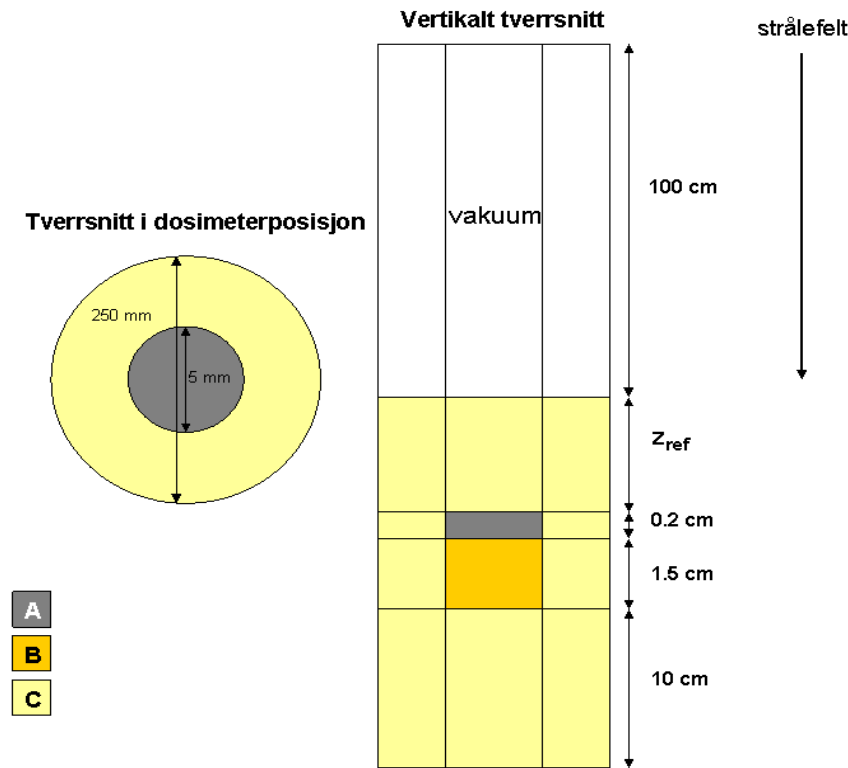
Elektroneksperimentet ble også simulert med Monte Carlo-simuleringer. Ved å konstruere geometrien til eksperimentet i Monte Carlo-programmet, simuleres absorpsjonsprosessene ved at hvert elektron følges gjennom alle vekselvirkninger etter ulike sannsynligheter og gir absorbert dose til vann med usikkerheter (dette er statistiske usikkerheter og gjenspeiler ikke usikkerheter i beregningen av de ulike vekselvirkningssannsynlighetene). I denne oppgaven er EGSnrc (Electron-Gamma-Shower) brukt [58], med brukergrensesnitt vist i figur 21.



Figur 21: Brukergrensesnittet for EGSnrc.

EGSnrc har muligheten til å simulere stråletransporten av fotoner, elektroner og positroner i grunnstoffer, molekyler og sammensatte stoff. Tabeller for vekselvirkningssannsynlighetene for alle sammensetninger bestående av grunnstoffene med atomnummer ( $Z$ ) 1-100 kan genereres fra tabulerte verdier for vekselvirkningstverrsnittene som er implementert i programmet. Vekselvirkningsprosesser foregår tilfeldig, bare styrt av de ulike vekselvirkningssannsynlighetene. De fysiske prosessene som ligger til grunn for de simulerte vekselvirkningene er bremsestråling, positronannihilasjon, multippelspredning av ladde partikler på grunn av Coulombvekselvirkning fra kjernen, Møller ( $e^-e^-$ ) og Bhabha ( $e^+e^-$ ) spredning, kontinuerlig energitap hos ladde partikler mellom diskrete vekselvirkninger, parproduksjon, Comptonspredning, Rayleigh-spredning (valgfri), fotoelektrisk effekt og relaksasjon av eksiterte atomer [58].

Figur 22 viser geometrien som er brukt i simuleringene. EGSnrc/DOSRZ er satt opp



Figur 22: Geometri for Monte Carlo-simuleringene. **A** svarer til dosimetermaterialet, **B** er underlaget i dosimeterholderen og **C** er fantommaterialet. Avstander i figuren er ikke skalert i forhold til hverandre.

slik at geometrien må beskrives i sylindre. Simuleringene skulle være mest mulig lik de eksperimentelle situasjonene. Derfor ble det satt en vakuumsylinder på 100 cm øverst. Dette tilsvarer SSD i eksperimentene. Videre måtte elektronene passere en sylinder (**C** i figuren) i fantommaterialet med referansedybde  $z_{ref}$ . Deretter kom den simulerte dosimeterholderen, der en indre sylinder inneholdt dosimetermaterialet (**A** i figuren) og en ytre omsluttende sylinder var laget av fantom-materialet. Dosimeterholderen brukt i eksperimentene hadde et underlag av parafin rett under dosimetrene. For simuleringene ble det da laget en sylinder inneholdende parafin i perspexbestrålingene, mens den inneholdt fantommaterialet for de andre simuleringene. Til slutt måtte elektronene gå inn i en tykk sylinder av fantom-materialet. Simuleringene ble foretatt med fantommaterialer av perspex (som eksperimentet), vann og polystyren. I følge protokoll TRS-398 [4] er det ideelle bestrålingsoppsettet for elektroner, i vann, og ikke i perspex som dette eksperimentet er gjort i. Det ble derfor foretatt simuleringer som viste en sammenligning av hvordan energiresponsen ville variere for bestrålinger i ulike fantomer. Samme geometri ble brukt som eksperimentet i perspex, men med referansedyp funnet fra TRS-398 gitt i tabell 3 side 33. Absorbatormaterialene som ble valgt i tillegg til perspex(PMMA) var vann og polystyren. Dette fordi vann er anbefalt i TRS-398 og fordi polystyren ( $\rho=1.06 \text{ g/cm}^3$ ) befinner seg nærmere vann ( $\rho=1.00$



$\text{g/cm}^3$ ) enn perspex ( $\rho=1.19 \text{ g/cm}^3$ ) når det gjelder massetetthet. Formålet var altså å undersøke om et valg av polystyren istedet for perspex ville gjøre noen stor forskjell på beregningene. I tillegg ble simuleringene foretatt med både vann og Lifo i dosimeterposisjon for å finne dosen, samt med elektroner og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -fotoner for å finne energiresponen.

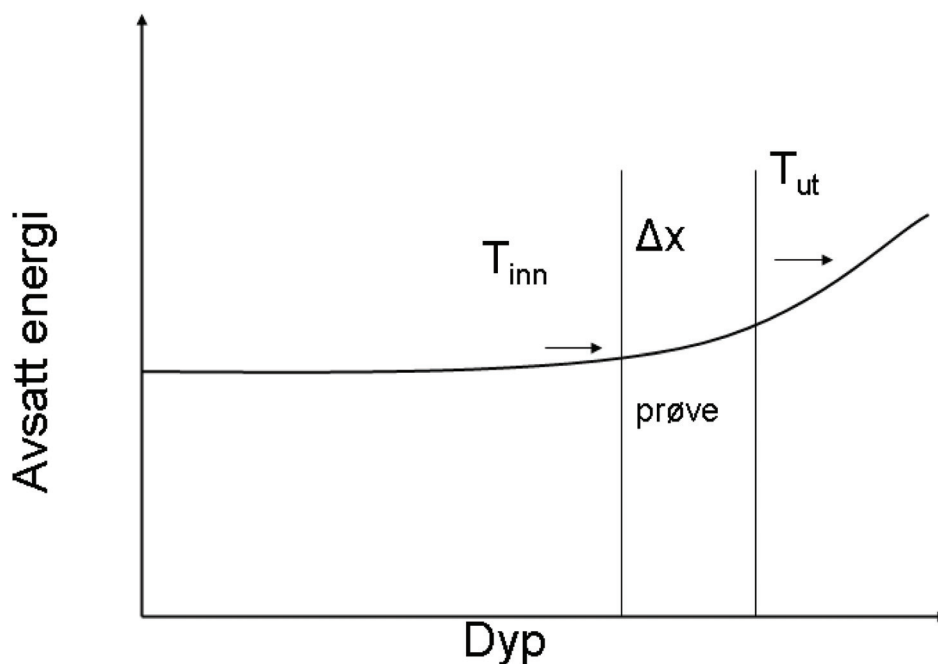
Energispektrene som ble benyttet for elektronene resulterte fra tilpasninger gjort av energispektre fra lineærakseleratorer. Det ble foretatt tilpasninger for alle elektronenergiene som ble brukt. Tilpasningene ble gjort til eksperimentelle dybdedosekurver funnet med den benyttede lineærakseleratoren. Elektronenergispektrene ble skalert med ulike prosentvise endringer og det ble funnet hvilken endring av elektronspektrene som ga det beste samsvar med strålekvaliteten funnet eksperimentelt. Typisk antall elektroner som det ble simulert vekselvirkninger fra var 10 000 000. Dette ga en usikkerhet for doseresultatene på godt under 1%. Strålefeltet brukt i simuleringene var konisk med en diameter ved fantomoverflaten på 10 cm. Dette tilsvarte omtrent størrelsen på det kvadratiske feltet ved  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålingene, mens det ble litt for lite for elektronbestrålingene, der det eksperimentelle feltet var kvadratisk med sider på 15 cm. Skulle dette feltet brukes i simuleringene, ville færre elektroner truffet dosimeterposisjonen og simuleringene ville brukt mye lengre tid for å oppnå en usikkerhet i dose på under 1%.

### 3.5 Modeller for beregning av strålekvalitetens LET-verdi

#### 3.5.1 Elektroner, protoner og $\text{N}^{7+}$ -ioner

Beregning av en strålekvalitets LET-verdi er ikke uten videre enkelt. Her er det valgt å se på gjennomsnittlig avsatt energi per lengdeenhet i prøven, ut fra verdier av stopping power for de ulike stråletypene (utenom nøytroner og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling) i Lifo. Siden Lifo ikke er et standardisert materiale, måtte disse verdiene genereres fra en kombinasjon av stopping power-verdiene for de ulike stråletypene i de ulike grunnstoffene Lifo består av (hydrogen, litium, karbon og oksygen) og Braggs summeregul fra ligning 6 side 8. I tillegg ble tettheten til Lifo brukt. De tabulerte verdiene ble funnet fra programmet SRIM2003 (Stopping and Range of Ions in Matter) [36] (beregningsmetoden er beskrevet i av Ziegler et al., 1988 [56]) og databasen NIST (National Institute of Standards and Technology) [35].

Da stopping power-verdiene for partikkeltypene i Lifo forelå, ble det laget en rutine i Matlab. Denne rutinen interpolerte verdien for stopping power ved den gjeldende partikkelenergi. På den måten ble det funnet hvor mye energi partikkelen tapte i det angitte punktet, og den gjenværende energien ble brukt for å finne midlere stopping power i det neste punktet. Figur 23 illustrer denne prosedyren. Denne metoden ble brukt i små steg over prøven og på den måten ble det funnet hvor mye energi partikkelen hadde tapt ved utgangen av prøven. Divideres denne energien med avstanden partikkelen har gått, fås midlere energitap per veilengde. Dette er  $\text{LET}_{\infty}$ , eller bare LET-verdien. Matlab-programmet som ble brukt er vist i vedlegg A.1 og stopping power-verdier som er beregnet for de ulike partiklene i Lifo er vist i vedlegg A.2.



Figur 23: Skjematisk skisse for beregning av midlere stopping power over en prøve. Denne er gitt ved  $\bar{S} = \frac{1}{\rho} \frac{T_{inn} - T_{ut}}{\Delta x}$ .

### 3.5.2 Nøytroner

Det er en mye mer omstendelig prosess å finne eksakt LET-verdi for nøytroner, og spesielt fra eksperimentet i denne oppgaven. ICRU rapport 16, 1970 [59] er brukt fordi ingen metoder for LET-beregning virket innlysende, da usikkerhetene med hensyn til nøytron-energispekteret er store. Her oppgis LET-verdien for 3.0 MeV nøytroner i vann som 30 keV/ $\mu\text{m}$ .

### 3.5.3 $^{60}\text{Co}$ $\gamma$ -stråling

LET-verdien for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling i vann er oppgitt i ICRU rapport 16, 1970 [59] til 0.2 keV/ $\mu\text{m}$ .

## 3.6 ESR-eksperimentene

ESR-målingene ble utført under normale atmosfæriske forhold med et Bruker EleXsyS 560 SuperX X-bånd-spektrometer. Til elektron- og protoneksperimentene ble en ER 4108 DR dobbel rektangulær kavitert med mode  $\text{TE}_{104}$  brukt, mens for nøytron og nitrogenseriene ble det brukt en TE 4122 SHQ Super High Q-value kavitert med mode  $\text{TE}_{011}$ . Til metnings-eksperimentet ble det brukt en regulær enkelkavitert uten "leveller" (standarddempning av mikrobølgeeffekten) på mikrobølgebroa. Analysen av linjebredder ble gjort for alle prøver

Tabell 4: Instrumentelle ESR-parametre som er brukt i linjebreddeanalysen.

Parameter	p-eksp.	n og N <sup>7+</sup> -eksp
Kavitet	ER 4108 DR	TE 4122 SHQ
Mikrobølgeeffekt (mW)	0.9968	0.4984
Modulasjonsamplitude (mT)	0.40	0.35
Receiver gain (dB)	80	75
Opptakstid (s)	671.1	671.1
Opptaksbredde (mT)	6.0	7.5
Tidskonstant (ms)	1310.7	327.7

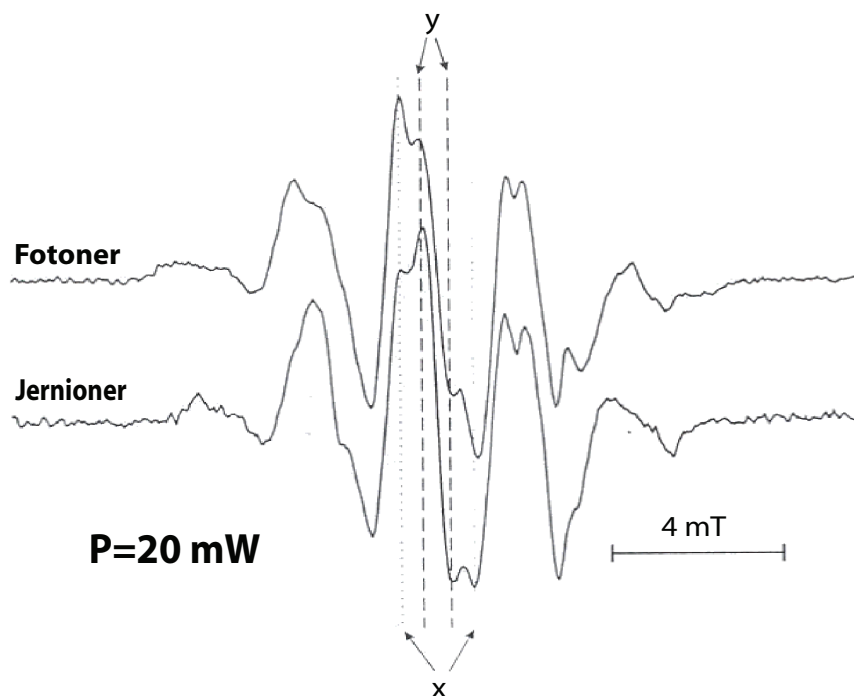
utenom de som var elektronbestrålte. De instrumentelle ESR-parametrene som ble brukt i linjebreddeanalysen er gitt i tabell 4. Ingen endringer ble gjort i ESR-parametre innenfor avlesning av samme serie.

Parametrene som er brukt i analysen av doseresponsene varierer noe - da det er relative intensitetsforskjeller og ikke linjeformen som er viktig for denne analysen. De mest ekstreme parametrene som er brukt i denne analysen, er mikrobølgeattenuasjon på 10 dB (20 mW) og modulasjonsamplitude på 1.5 mT.

### 3.6.1 Metningseksperimentene

Metningskurver ble tatt opp for proton, nøytron, nitrogen og  $\gamma$ -bestrålte dosimetre. En metningskurve viser ofte utslaget som funksjon av kvadratroten av mikrobølgeeffekt. Det må altså avleses spektre ved mange ulike mikrobølgeeffekter for hvert dosimeter. Tre dosimetre for hver partikkelbestråling og seks  $\gamma$ -bestrålte dosimetre ble undersøkt. Dosimetrene ble undersøkt i 28-29 steg fra 0.06 - 380 mW. Lifo mettes relativt sent [23], og for å komme godt over metningspunktet, måtte eksperimentet foretas uten *leveller* på mikrobølgebroa. Denne demper effekten slik at maksimal effekt normalt sett er 200 mW. Videre ble metningskurvene tilpasset gjennom programpakken ML\_FIT skrevet i FORTRAN, hvor resultatene blir tilpasset en analytisk modell (beskrevet av Sagstuen et al., 2000 [60] og Lund et al., 2003 [45]) gjennom en ikke-lineær minste kvadraters metode.

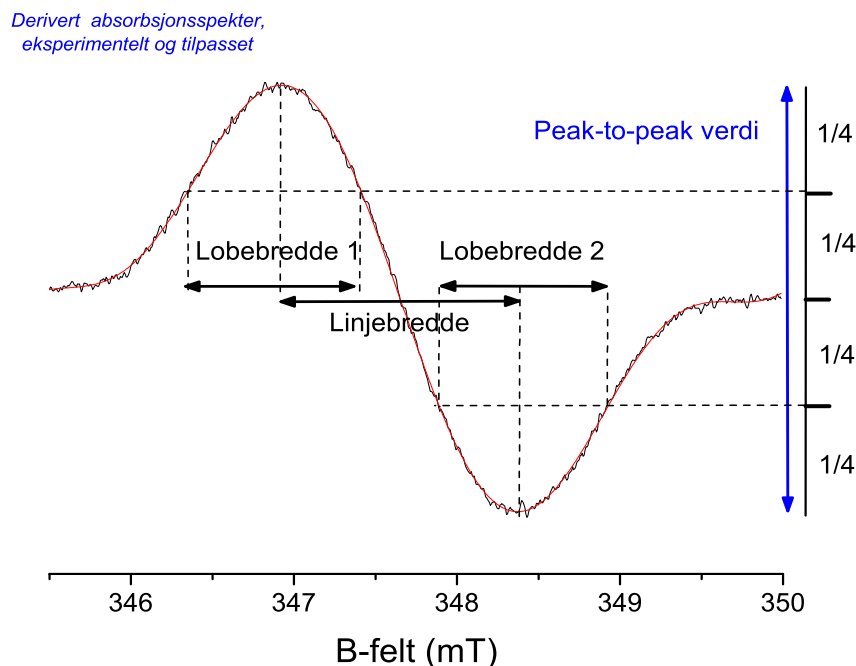
I tillegg til metning av Lifo-dosimetrene, ble det foretatt et metningseksperiment med de nøytronbestrålte alanindosimetrene. Sentralresonansen i alaninspekteret består av en hovedtopp med en satelittopp på hver side. De relative intensitetene av disse toppene endrer seg med mikrobølgeeffekten. En metode brukt av Ciesielski et al., 1994 og 1998 [31, 61] kan brukes for å studere forskjellene i forholdet mellom disse intensitetene for ulike strålekvaliteter. Her kalles intensiteten til hovedtoppen i sentralresonansen for  $y$  og til satelittoppa  $x$ .  $x/y$ -forholdet kan videre analyseres [31, 61]. Figur 24 illustrerer disse toppene ved to forskjellige strålekvaliteter.



Figur 24: ESR-spekter for alanin bestrålt med  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -fotoner og 108 MeV  $^{56}\text{Fe}$ -ioner. Figuren markerer x- og y-linja i sentralresonansen. Figuren er hentet fra Ciesielski et al., 1998 [61].

### 3.6.2 Fra spekter til linjebredde og peak-to-peak-verdi

I denne oppgaven opereres det med relativt små doser, og ved flere anledninger er signal-støyforholdet i spektrene betydelig. Dette gjør at det ikke uten videre kan avleses en nøyaktig topp- eller bunnverdi direkte fra spekteret. Spesielt kan variasjoner i magnetfeltverdiene mellom ekstremalpunktene (linjebreddene) bli store. Det er valgt å lese ASCII-filene fra spektrene inn i Matlab-pakken *Curve Fitting Toolbox*, og der finne en tilpasning til et 9.gradspolynom (den høyeste valgbare graden i programmet) for tallmaterialet. Videre ble det valgt å bruke det eksperimentelle spekteret i en bredde på ca 4 mT rundt resonansen i tilpasningen, altså 500 (SuperX-kavitet) og 800 (Dobbelkavitet) pixelpunkter av totalt 1024. Valget ble gjort fordi det ga best resultat i forhold til Pearsons *correlation coefficient*  $R^2$ . Denne koeffisienten er et mål på hvor god samhengighet det er mellom to variable. I dette tilfellet vil en  $R^2$ -verdi på 1.0 bety at 100% av den eksperimentelle variasjonen kan forklares av tilpasningen. Typiske verdier for tilpasningene har vært rundt 0.999. For noen spekter med mye støy er man derimot nødt til å bruke flere pixelpunkter fordi tilpasningen fanger opp støy som gir defekter på kurven. Hvis dette skjer rundt ekstremalpunktene kan man ofte med det blotte øye se at ekstremalpunktet som er funnet fra tilpasningen ikke ligger på det reelle ekstremalpunktet. Dette vil kunne gi misvisende resultater, og



Figur 25: Eksperimentelt (svart) og tilpasset (rødt) ESR-spekter fra Lifo. Tilpasningen er gjort av eksperimentelle data til et 9.grads polynom. Aktuelle størrelser som PP-verdi, linjebredde og lobebredder er illustrert.

ved å tilpasse til en større andel av det eksperimentelle grunnlaget kan faren for defekter i tilpasningen reduseres. Figur 25 viser en illustrasjon av tilpasningen som er gjort, samt peak-to-peak-verdi (PP-verdi), linjebredde og lobebredder. Tilpasningene følger det eksperimentelle spekteret, men glatter det ut. For å finne linjebredden mest mulig eksakt fra tilpasningen, deriveres tilpasningen en gang, og nullpunktene gir da topp- og bunnpunkt. Utslaget mellom disse punktene i det 1.deriverte spekteret gir PP-verdien, og differansen i magnetfeltverdier mellom dem gir linjebredden.

Dosimeteravlesningen vil avhenge av massen til de ulike dosimetrene. Alle PP-verdier er derfor dividert med det enkelte dosimeters masse. I det følgende vil det alle PP-verdier som brukes være skalert for masse, hvis ingenting annet er presisert.

### 3.6.3 Arealberegninger for ESR-spekteret

Hvis endringer i linjeformen forekommer, vil arealet bli en viktig parameter. Arealet under absorpsjonskurven, og ikke PP-verdien, er målet på antall radikaler dannet. Ved bestrålinger med samme strålekvalitet vil linjeformen normalt være den samme, og PP-verdien kan sammenlignes for ulike doser (det kan likevel forekomme komplikasjoner ved høye dos-

er). Når ulike strålekvaliteter skal sammenlignes, kan derimot linjeformene være ulike, og arealet under absorpsjonskurvene må derfor benyttes i sammenligninger. Ved små doser finnes det flere usikkerhetsmomenter, for eksempel signal-støyforholdet og usikker baselinje. Baselinja er alt signal som ikke skyldes radikaler i dosimetret. Dette gjør arealberegningen problematisk. Det finnes rutiner i XEpr (ESR-programvarepakken som er benyttet ved avlesning av spektrene, Unix-basert) og WinEpr (en Windows-basert programvarepakke for behandling av ESR-spektre) som finner dobbeltintegralet til den deriverte absorpsjonskurven. Hovedproblemet med en slik rutine er at baselinja adderes til dosimetersignalet slik at dobbeltintegralet ikke vil gå mot en bestemt verdi.

Absorpsjonskurva skal alltid starte og ende på grunnlinja (0-linja). Den førstederiverte absorpsjonskurva må da ha et areal som er like stort over som under grunnlinja. Man kan da for hvert enkelt spekter prøve seg frem med den baselinja (interaktiv tilpasning av lineær, kvadratisk, kubisk grad og så videre) som gir en dobbeltintegrert kurve som ender horisontalt. Dette er et langt og omstendelig arbeid som også bygger på skjønn.

En annen metode vil være å anse linjeformen som en tilnærmet ren Gaussform. En gaussisk linjeform har et areal under absorpsjonskurva proporsjonalt med PP-verdien multiplisert med kvadratet av PP-linjebredden, i denne oppgaven for enkelhets skyld bare kalt linjebredden. Her gjøres mest sannsynlig en feil siden veldig få eksperimentelle linjeformer har Gaussform. Man kan likevel anta at feilen er omtrent like stor for alle spektrene ved å anta at det linjeformen ikke blir mer eller mindre gaussisk for ulike strålekvaliteter. I tillegg opereres det med et tallgrunnlag som lett kan bestemme ut fra tilpasningen og inneholder mye lavere usikkerheter enn baselinjekorreksjoner inneholder.

Begge metodene er brukt for en del av analysene i dette arbeidet, men Gaussmetoden er valgt i sammenfatningen av resultatene til slutt. Eneste unntak er doseberegningene i nøytroneksperimentet, der WinEpr-metoden er valgt.

### 3.7 Relativt-signalhenfallseksperimentet

Dosimetre gitt 20 Gy med  $\gamma$ , protoner og nitrogenioner ble avlest i vel 300 dager etter bestråling. Dobbelkaviteten ble brukt, og de samme ESR-parametrene ble benyttet hver gang. Avlesningene ble foretatt en til to ganger hver måned og dosimetrene ble avlest i ulik rekkefølge fra gang til gang.

## 4 Resultater og analyse

### 4.1 Innledende eksperimenter

Før hovedeksperimentene kunne påbegynnes, var det noen faktorer som måtte undersøkes. ESR-signalet vil alltid inneholde noe støy, spesielt for de små dosene som skulle gis i eksperimentene. Ved lang opptakstid og med et godt valg av tidskonstant for ESR-opptaket, kan støyen minimaliseres. Likevel vil det forekomme støy når en ikke har ubegrenset tid under opptak, og det er mange dosimetre skal avleses. Ujevnheter i spekteret som forårsakes av støyen utgjør som regel bare en liten andel av det totale utslaget og støyen vil derfor lett kunne glattes ut ved enkle funksjoner i programpakken tilhørende opptaksutstyret (XEpr i dette tilfellet). Derimot vil støyen kunne ha større betydning ved linjebreddeanalyse. Et lite tillegg til dosimetersignalet rundt et ekstremalpunkt i den deriverte absorpsjonskurven, kan flytte punktet slik det fremkommer endringer i den totale linjebredden. Selve endringen trenger ikke være stor sammenlignet med den totale linjebredden, men relativt til linjebreddene i andre dosimetersignaler kan innvirkningen av slike effekter bli stor. For å unngå at støy skal påvirke resultatene, er det nødvendig å foreta en tilpasning og se på hvilken tilpasning som er best.

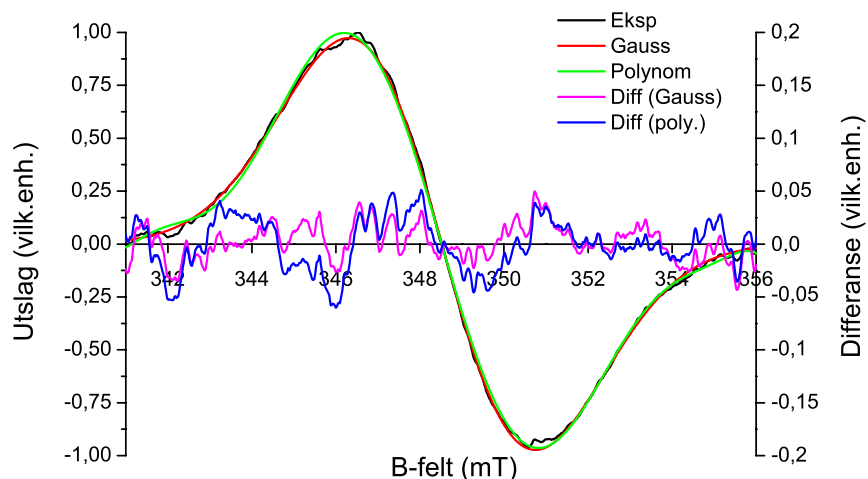
I tillegg måtte en optimalisering av opptaksparametrene foretas. Mikrobølgeeffekten og modulasjonsamplituden kan begge påvirke linjeformen når de blir for store. Hvis de derimot blir for små, går det på bekostning av signal-støy-forholdet. Her var det nødvendig med en optimalisering som kunne fortelle hvilke intervaller av parametre som kunne brukes for å oppnå et optimalt signal-støy forhold uten at linjeformen ble forvrengt. Opptakstid, tidskonstant og magnetfeltintervall for opptaket avgjør signal-støy forhold, og kan bestemmes for hver enkel eksperimentserie. Samtidig var det nødvendig å se på stabiliteten av ESR-spektrometeret over tid for å undersøke om tidsavhengige variasjoner kunne tilføre store usikkerheter til de eksperimentelle resultatene.

#### 4.1.1 Linjeform og tilpasning

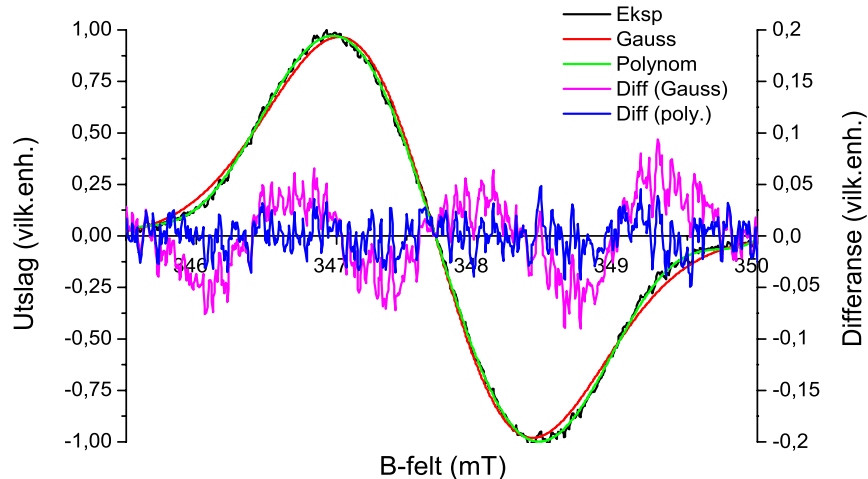
Linjeformen til en absorpsjonskurve har grensetilfellene Lorentzform og Gaussform. Ved å prøve å tilpasse Lifo-resonansen til disse grensetilfellene, ble det funnet at resonansen har en linjeform som ligger mye nærmere en Gaussform enn en Lorentzform. For å finne ut hvor god en Gauss-tilpasningen var, ble pulverspekteret av Lifo sammenlignet med pulverspekteret av kaliumklorid (KCl). Det ble brukt et Lifo-dosimeter gitt dosen 20 Gy med  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling og en pille presset av KCl gitt en røntgendose på noen kGy.

ESR-spekteret av bestrålt KCl skal ha linjeform meget nær en Gaussform [62, 63]. Hvis pulverspekteret av Lifo kunne tilpasses like bra til en Gaussform som pulverspekteret av KCl, kunne det også forsvares å bruke en slik tilpasning i denne oppgaven. En Gauss-tilpasning ville være å foretrekke, da denne gir en tilpasning til *hele* den deriverte absorpsjonskurva, og lett kan integreres for å finne arealet av absorpsjonskurva.

Det ble foretatt en tilpasning av de eksperimentelle spektrene fra røntgenbestrålt KCl og  $\gamma$ -bestrålt Lifo til en derivert Gaussform og til et 9.grads polynom. Valget av 9.grads



Figur 26: Eksperimentelt spekter av KCl (svart), med Gausstilpasning (rød) og 9.grads polynomtilpasning (grønn) inntegnet. I tillegg er differansen mellom eksperimentelt spekter og tilpasningene vist. Differansen ved Gausstilpasning er rosa og differansen ved polynomtilpasning er blå. Gjeldende skala for differansen er vist til høyre.



Figur 27: Eksperimentelt spekter av Lifo (svart), med Gausstilpasning (rød) og 9.grads polynomtilpasning (grønn) inntegnet. I tillegg er differansen mellom eksperimentelt spekter og tilpasningene vist. Differansen ved Gausstilpasning er rosa og differansen ved polynomtilpasning er blå. Gjeldende skala for differansen er vist til høyre.



Tabell 5: Pearsons  $R^2$ -verdi for Gauss- og polynomtilpasning til KCl og Lifo.

	Gausstilpasning	Polynomtilpasning
<b>KCl</b>	0.9990	0.9997
<b>Lifo</b>	0.9960	0.9996

polynom ble gjort da dette var den høyeste graden som var valgbar i programpakken som ble benyttet og resultatene fra 9.grads polynomtilpasninger som ble gjort viste tilfredsstillende resultater. I tillegg ble differansen mellom det eksperimentelle og det tilpassede spekteret beregnet. Resultatene er vist i figur 26 (KCl) og 27 (Lifo).

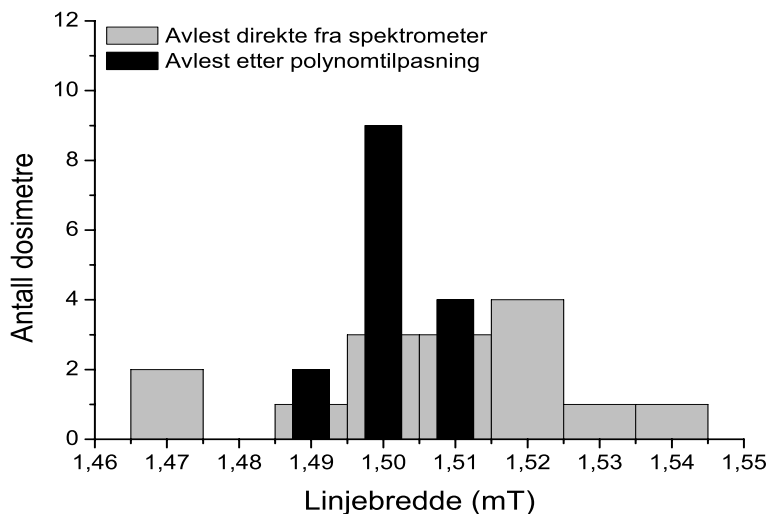
For KCl ble avviket mellom den eksperimentelle kurva og de to tilpasningene usystematisk og meget nær null. Tabell 5 viser Pearsons  $R^2$ -verdi for de ulike tilpasningene. Tabellen viser at polynomtilpasningen er marginalt bedre enn den gaussiske. For Lifo er polynomtilpasningen like god som for KCl, mens Gausstilpasningen er noe dårligere. Visuelt observeres det at Gausstilpasningen ikke treffer den eksperimentelle kurva på flankene av resonansen. Gausstilpasningen overestimerer signalet frem til det første vendepunktet, for så å underestimere til det første ekstremalpunktet. På samme måte er tilpasningen dårlig ved høye feltverdier.

Det ble valgt å bruke 9.grads polynomtilpasninger for analysen av de eksperimentelle resultatene. Likevel registreres det fra tabell 5 at tilpasningen til en Gaussform er relativt god. Polynomtilpasningen samsvarer best med den eksperimentelle kurven når minst mulig av flankene til kurven brukes ved tilpasning. Flankene er viktige for arealberegningene, og polynomtilpasningen kan derfor ikke brukes til å finne arealet til absorpsjonskurven. I mangel av en eksakt metode, er derfor en Gausstilpasning brukt for å finne arealet under absorpsjonskurven ved noen analyser.

Effekten av en tilpasning kan illustreres ved å se på spredning i avleste linjebredder før og etter tilpasningen. Et eksempel på linjebreddene som avleses direkte fra det eksperimentelle spekteret (med funksjonen "Peak-picking" i XEpr) og etter tilpasning til et 9.grads polynom er vist i figur 28. Avlesningen er gjort for alle 20 Gy protonbestrålte dosimetrene og de tre tilhørende 20 Gy  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene (15 dosimetre totalt). Her observeres det at avlesningen gjort etter tilpasning i Matlab gir en betydelig bedre samling av linjebreddene til dosimetrene (standardavvik på 0.6%). Avlesningene direkte fra spektrometeret har et standardavvik på 1.9%.

#### 4.1.2 Optimalisering av ESR-parametre

Valg av ESR-parametre ved opptak vil alltid være et kompromiss mellom minimal støy og minst mulig forvrengning av linjeformen. Noen analyser er mindre følsomme for forvrengning av spekteret enn andre, og det kan da benyttes en annen parametersetting enn i analyser der for eksempel linjeformen skal studeres umettet. Mikrobølgeeffekten er normalt 200 mW uten attenuasjon, men brukes sjelden så høy. Attenuering av mikrobølgeeffekten

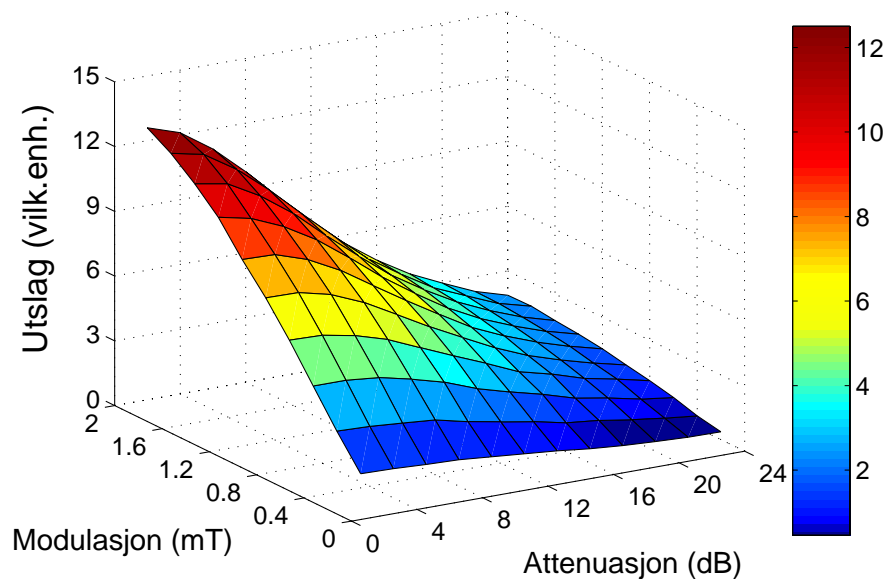


Figur 28: Avleste linjebredder for protoneksperimentet. Avlesningen er foretatt ved å lese direkte av fra det eksperimentelle spekteret og ved å tilpasse det eksperimentelle spekteret til et 9.grads polynom for deretter å finne magnetfeltavstanden mellom ekstremalpunktene i det tilpassede spekteret.

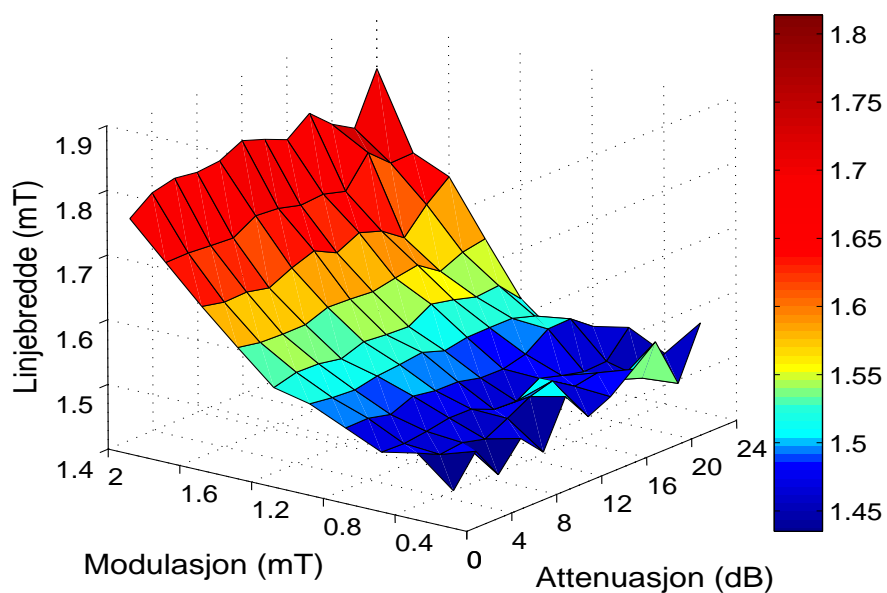
angis ved en desibelskala, hvor en dempning på 23 dB tilsvarer effekten 1 mW. For høy mikrobølgeeffekt kan føre til at signalet mettes. Siden signalet moduleres ved opptak, vil modulasjonsamplituden innvirke på linjeformen. Støyen avtar med økende modulasjonsamplitude, men blir amplituden veldig stor vil spekteret forvrenses. En tommelfingerregel som brukes er at modulasjonsamplituden skal være godt under halve linjebredden til absorpsjonskurven.

Ved å se på hvordan signalet varierer som funksjon av mikrobølgeattenuasjon og modulasjonsamplitude kan innvirkningen av disse parametrene studeres. Det ble laget et program i ProDel, som er programmeringspakken tilhørende XEpr. For hver mikrobølgeeffekt ble ESR-spektre målt med varierende modulasjonsamplitude mellom 2 og 0.2 mT i steg på 0.2 mT. Det ble brukt et dosimeter gitt 20 Gy  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling og mikrobølgeattenuasjonen ble variert fra 24 til 2 dB (0.8-125 mW). Programmet er gitt i vedlegg B.1. Resultatene for PP-verdien er vist i figur 29 og for linjebredde i figur 30.

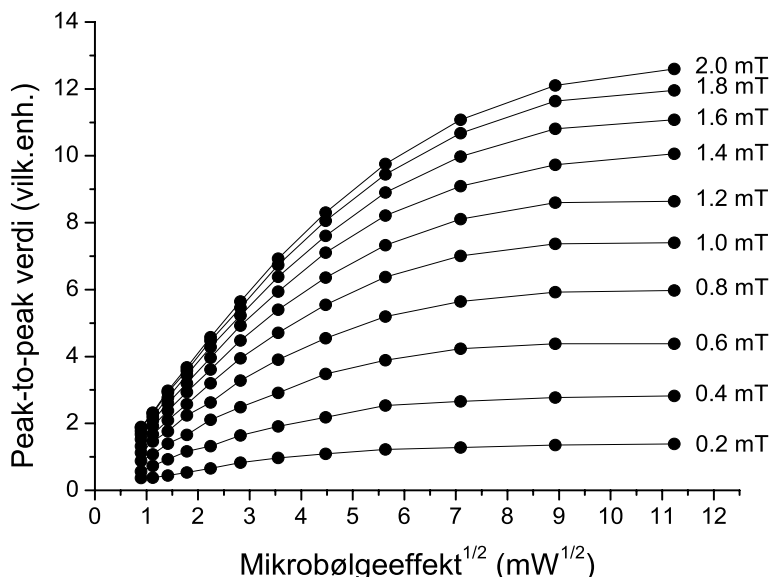
Figur 29 viser hvordan metningskurvene til Lifo varierer for ulike modulasjonsamplituder, og samtidig hvordan PP-verdien varierer for forskjellige modulasjonsamplituder for de ulike mikrobølgeeffektene. Lifo har et sent metningspunkt [23], og det kan se ut som dette punktet ikke oppnås i disse kurvene. Det vil likevel foretrekkes å måle tidlig i metningsforløpet siden bruken av høy mikrobølgeeffekt i forhold til fading ikke er nøye undersøkt. Endringer av linjeformen kan også forekomme ved høye mikrobølgeeffekter. I tillegg er kaviteten vanskeligere å innstille ved disse effektene, noe som kan gi individuelle utslag



Figur 29: PP-verdi for ESR-signalet til et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter som funksjon av mikrobølgeattenuasjon og modulasjonsamplitude. Attenuasjonen varierer i intervallet 2-24 dB (0.8-125 mW) og modulasjonsamplituden varierer mellom 0.2 og 2.0 mT.



Figur 30: Linjebredder for ESR-signalet til et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter som funksjon av mikrobølgeattenuasjon og modulasjonsamplitude. Attenuasjonen varierer i intervallet 2-24 dB (0.8-125 mW) og modulasjonsamplituden varierer mellom 0.2 og 2.0 mT.



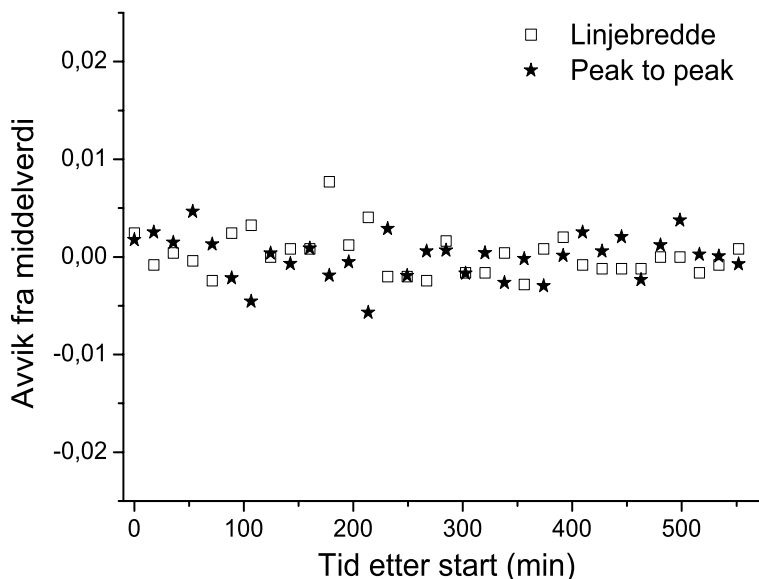
Figur 31: Metningskurver ved ulike modulasjonsamplituder for et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter.

på de ulike dosimetrene. Figur 31 viser PP-verdi som funksjon av mikrobølgeeffekt (metningskurve) for de ulike modulasjonsamplitudene brukt i eksperimentet. Signalet ser ut til å gå senere i metning ved høyere modulasjonsamplitude enn 1.0 mT. For eksperimenter der det foretrekkes å være i den lineære delen av metningsforløpet må mikrobølgeeffekten dempes med mer enn 10 dB (20 mW). Hvis en vil være sikker på at linjeformen til Lifo ikke skal være forvrengt, bør attenuasjon på mer enn 15-16 dB (6-5 mW) velges.

Figur 30 viser små linjebreddevariasjoner med økende mikrobølgeeffekt, men for de laveste effektene kan det observeres noe varierende linjebredder. Dette skyldes trolig støy i signalet, da alle spektre er tatt opp med samme opptakstid og de som er tatt opp med liten effekt gir svakere signal. Støyen gjør det vanskeligere å detektere nøyaktig plassering av ekstremalpunktene, og disse trengs for å finne linjebredde. Videre viser figuren at linjebredde øker med økende modulasjonsamplitude. Den holder seg relativt stabil til 0.8-1.0 mT før den øker raskt med økende modulasjon. For 0.2 mT adderes det såpass mye støy til signalet at linjebreddene varierer en del. Konklusjonen må bli å bruke modulasjonsamplituder fra 0.3-0.7 mT når linjebredder skal observeres.

#### 4.1.3 Tidsavhengige variasjoner i ESR-spektrometeret

Formålet med denne undersøkelsen var å vise om ustabiliteter i ESR-spektrometeret, som for eksempel kan skyldes ujevn nettspenning og nettfrekvens på ulike tidspunkt i løpet av en dag, kunne innføre usikkerheter i de eksperimentelle dataene. Variasjonen av signal-

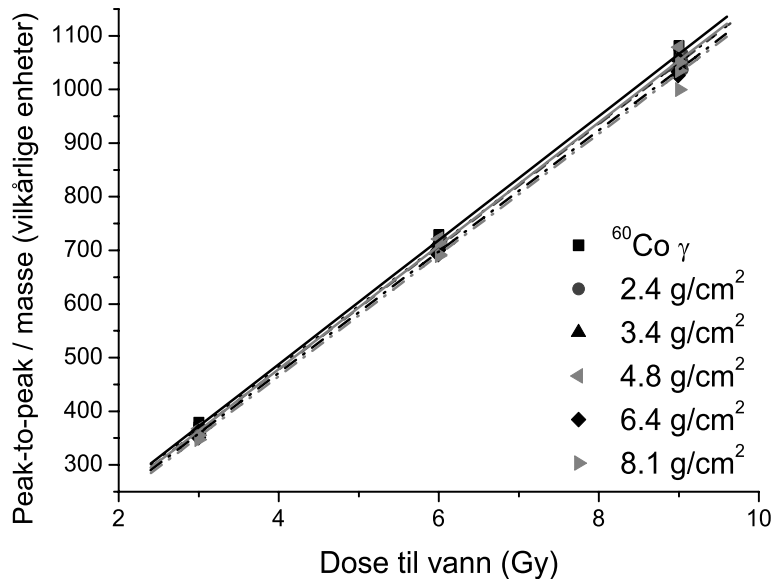


Figur 32: Variasjon av PP-verdien og linjebredden for ESR-signalet i et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter som funksjon av tiden i løpet av 9 timer etter at spektrometeret ble skrudd på. Figuren illustrerer den enkelte målings avvik fra middelverdien av alle målingene. Opptakene startet umiddelbart etter oppstart av spektrometeret.

amplitude (PP-verdien) og linjebredden til et dosimeter (20 Gy) ble undersøkt over tid. Det var pause på 15 minutter fra slutten av et opptak til et nytt spekter ble tatt opp, og det ble i alt tatt opp 32 spektre. Mikrobølgeeffekt som ble brukt var 5 mW og modulasjonsamplituden var 0.4 mT. Resultatene, gitt som avvik fra middelverdien av målingene, er vist i figur 32. Standardavviket for linjebredde og PP-verdi var på henholdsvis 0.22 % og 0.23 %. Figuren viser at alle avvik i figuren holder seg innenfor en prosent fra middelverdien, både for linjebredde og signalamplitude. Opptakene startet kort tid etter at spektrometeret ble slått på, og resultatene viste en drift i magnetfeltstyrken den første tiden. Senere stabiliserte feltet seg. Figur 32 viser at dette ikke gir noe synlig utslag i linjebredde og signalamplitude.

## 4.2 Elektroneksperimentet

Elektroner er den letteste partikkeltypen brukt i denne oppgaven, og er mye benyttet i strålebehandling. Siden partikkeltypen har en relativt lav LET-verdi, ble det valgt å konsentrere eksperimentet om sammenligninger mellom doseresponsen til elektronbestrålt og  $\gamma$ -bestrålt litium format. Videre ble elektron-energiresponsen til Lifo bestemt fra eksperimentelle data og sammenlignet med responsen funnet fra Monte Carlo-simuleringer av tilsvarende bestrålingssituasjoner (se figur 22 side 40). Doseresponsen er vist i figur 33



Figur 33: Doseresponsen til Lifo-dosimetre bestrålt med elektroner ( $R_{50}$ -verdier oppgitt) og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling som funksjon av dose til vann.

og viser minimal forskjell mellom de ulike elektronenergiene. De ulike elektronstrålingskvalitetene i figuren er betegnet med  $R_{50}$ -verdier. Tabell 6 viser stigningstallene fra lineærregresjonene i figuren, samt beregnede energiresponser. Standardavvik fra regresjonen og beregnede usikkerheter for energiresponsen er oppgitt. Innenfor usikkerhetene synes ikke energiresponsen å variere. Gjennomsnittet av elektron-energiresponsen kan sammenfattes til  $0.984 \pm 0.024$ . Figur 34 viser enkeltmålingenes avvik fra sin respektive doserespons. Figuren viser at spredningen i enkeltmålingene i eksperimentet ikke ser ut til å variere med dosen gitt dosimetrene. Standardavviket i en enkeltmåling er 1.3%.

#### 4.2.1 Monte Carlo-simuleringer og energirespons

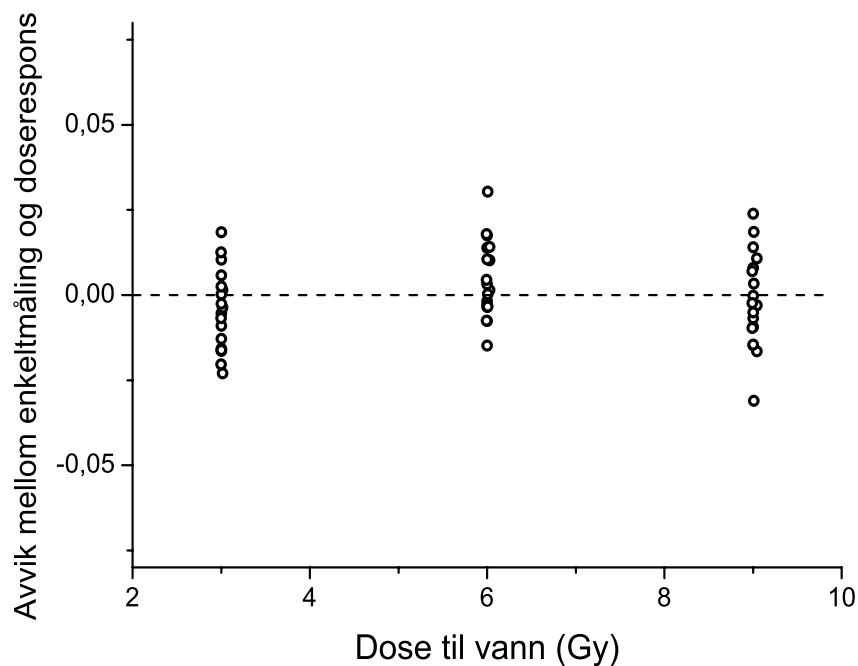
Det finnes ulike metoder å beregne energiresponsen til et dosimeter ved en bestemt strålekvalitet. Relasjonen skissert i likning 24;

$$\frac{\left(\frac{M_d}{D_{d,w}}\right)_{\bar{E}}}{\left(\frac{M_d}{D_{d,w}}\right)^{60\text{Co}}} \stackrel{\text{USU,CT}}{=} \frac{\frac{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_d}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_w} \bar{E}}{\frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_d}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w} {}^{60}\text{Co}}$$

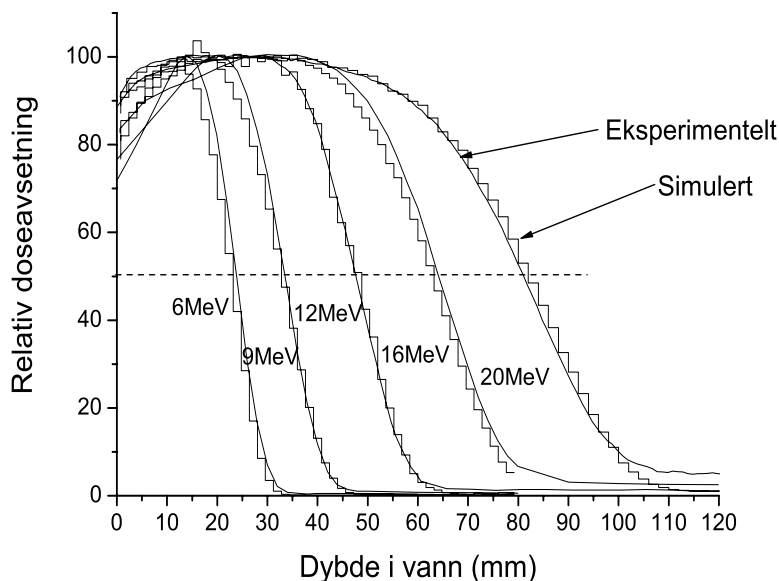
viser to av disse metodene. Venstre side er den eksperimentelle beregningsmetoden, hvor forholdet mellom dosimeteravlesning dividert på dose til vann for den aktuelle strålekvalitet og for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling finnes. Høyre side er stopping power-forholdet mellom dosimeter

Tabell 6: Eksperimentelle stigningstall til dosereponskurvene og beregnet energirespons med standard usikkerheter for elektronbestrålte dosimetre.

Stråletype	$R_{50}$ (g/cm <sup>2</sup> )	LET (keV/ $\mu$ m)	Stigningstall (Gy <sup>-1</sup> )	Energirespons
<sup>60</sup> Co $\gamma$		0.2	115.7 $\pm$ 1.4	
e <sup>-</sup> 6 MeV	2.4	0.226	114.3 $\pm$ 1.3	0.988 $\pm$ 0.023
e <sup>-</sup> 9 MeV	3.4	0.228	113.6 $\pm$ 0.8	0.982 $\pm$ 0.021
e <sup>-</sup> 12 MeV	4.8	0.235	115.0 $\pm$ 1.8	0.994 $\pm$ 0.026
e <sup>-</sup> 16 MeV	6.4	0.241	113.1 $\pm$ 1.1	0.978 $\pm$ 0.022
e <sup>-</sup> 20 MeV	8.1	0.247	113.0 $\pm$ 2.3	0.977 $\pm$ 0.028
				0.984 $\pm$ 0.024



Figur 34: Avvik mellom enkeltmålinger og tilhørende doserespons som funksjon av dose til vann for elektronbestrålte Liso-dosimetre.



Figur 35: Eksperimentelt og Monte Carlo-simulert dybdedosekurve for ulike elektronenergier i vann.

og vann for den aktuelle stråletype dividert med forholdet mellom energiabsorpsjonskoeffisientene for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling i dosimeter og vann. Disse to sidene av likningen er like når det antas at strålekjemisk utbytte er uavhengig (USU) av de strålingsenergier som benyttes og ved bruk av kaviteteori (CT).

En tredje måte er å simulere bestrålingssituasjonen. Til dette trengs den aktuelle geometri, energispekter for den aktuelle strålekvalitet og et simuleringsprogram. I denne oppgaven brukes Monte Carlo-simuleringsprogrammet EGSnrc [58]. I utgangspunktet forelå eksperimentelle dybdedosekurver i vann og energispektre for ulike strålekvaliteter bestemt for den aktuelle lineærakseleratormodellen [64]. For å finne det energispekteret fra den benyttede lineærakseleratoren (og som skulle brukes i simuleringene) ble det simulert vekselvirkninger i vann der utgangsspekteret ble skalert med en konstant faktor. Det som ga best samsvar med den eksperimentelle kurven ble brukt. Dette er en forenkling, da dempningen av strålens energier ikke nødvendigvis skjer prosentvis like mye over hele spekteret. Hovedmålsetningen var likevel å simulere elektronstråling som var mest mulig lik den eksperimentelle rundt plasseringspunktet for dosimetrene. Figur 35 viser resultatet av tilpasningene. Horisontallinja som er inntegnet markerer hvor 50% av maksimal doseavsetning forekommer, og der kurvene skjærer denne linja finnes  $R_{50}$ -punktet. Sammenfall mellom simulert og eksperimentelt spekter i dette punktet er en god indikasjon på sammenfallende strålekvaliteter. Figuren viser godt samsvar mellom simulerte og eksperimentelle dybdedosekurver rundt 50%-linja, og sannsynliggjør at energispekteret som er brukt i simu-



Tabell 7: Eksperimentelt beregnede [22] og simulerte gjennomsnittsenergier og  $R_{50}$  verdier for elektronfeltene.

<b>Nominell energi (MeV)</b>	<b>Beregnet energi (MeV)</b>	<b>Simulert energi (MeV)</b>	<b>Beregnet <math>R_{50}</math> (g/cm<sup>2</sup>)</b>	<b>Simulert <math>R_{50}</math> (g/cm<sup>2</sup>)</b>
6	6.0	5.6	2.4	2.4
9	7.8	7.7	3.4	3.4
12	11.1	10.9	4.8	4.9
16	15.0	14.3	6.4	6.4
20	18.9	18.6	8.1	8.3

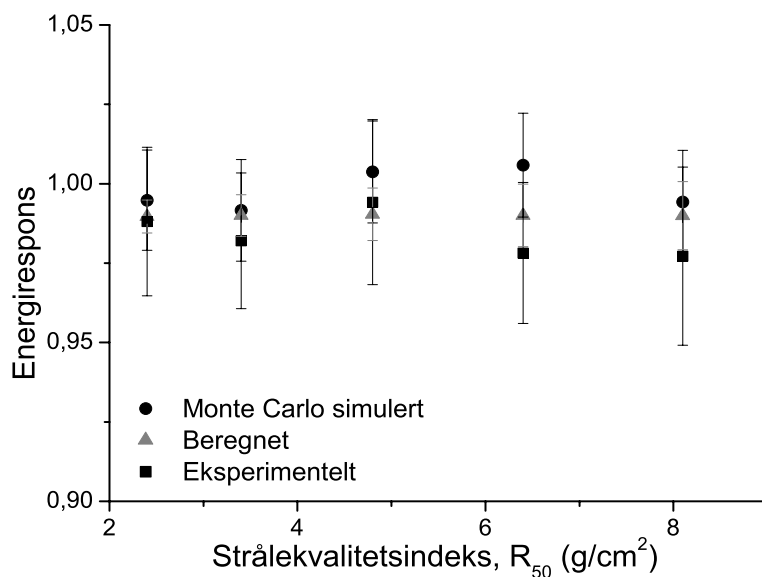
Tabell 8: Monte Carlo-simulert elektronenergirespons for Lifo-dosimetre bestrålt i ulike fantomer.

<b><math>R_{50}</math> (g/cm<sup>2</sup>)</b>	<b>PMMA</b>	<b>Vann</b>	<b>Polystyren</b>
2.4	0.995±0.016	1.000±0.012	1.011± 0.013
3.4	0.992±0.016	0.994±0.012	0.999± 0.012
4.8	1.004±0.016	1.010±0.013	1.005± 0.013
6.4	1.006±0.016	0.993±0.012	1.006± 0.013
8.1	0.994±0.016	1.008±0.013	0.997± 0.013

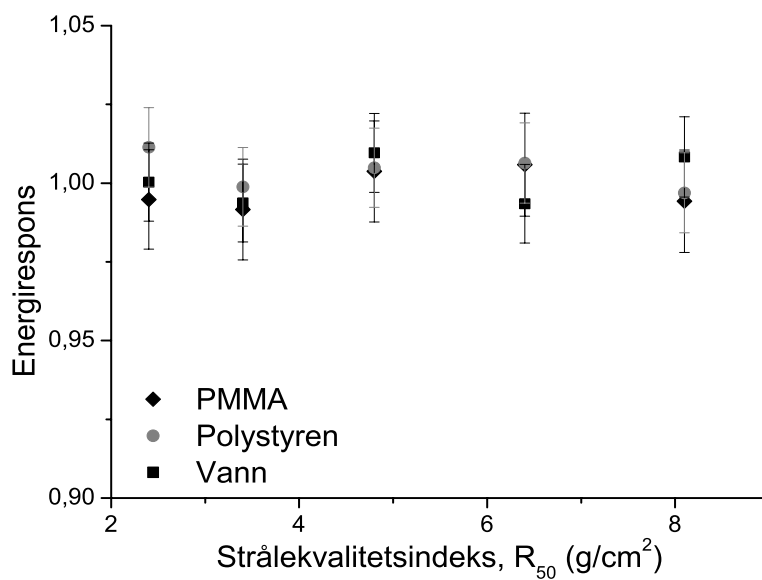
leringene ligger nær det reelle. Eksperimentelle og simulerte verdier for gjennomsnittsenergier av elektronstrålene og  $R_{50}$ -verdier er gitt i tabell 7.

Figur 36 viser sammenfatningen av de nevnte tre måtene å finne energiresponsen til elektronbestrålte Lifo-dosimetre på. Standardavvik er også vist. Resultatene viser at den eksperimentelle energiresponsen ligger konsekvent under den simulerte, og gjennomsnittlig avvik mellom disse er 1.4%. Innenfor usikkerhetene må den simulerte energiresponsen likevel sies å stemme godt overens med den som er funnet eksperimentelt. Den beregnede energiresponsen fra stopping power-forholdene ligger mellom de to andre tilfellene, og har mindre variasjoner som funksjon av elektronenergi.

Figur 37 viser resultatene med standardavvik av Monte Carlo-simuleringene av energiresponsen til elektronbestrålte Lifo-dosimetre i ulike fantomer. Tallgrunnlaget er vist i tabell 8. Figuren viser små variasjoner for energiresponsen til Lifo i de ulike fantomene, og usikkerhetene gir fullt overlapp. Det observeres ingen klar innbyrdes systematikk mellom de ulike materialene fantomene består av.



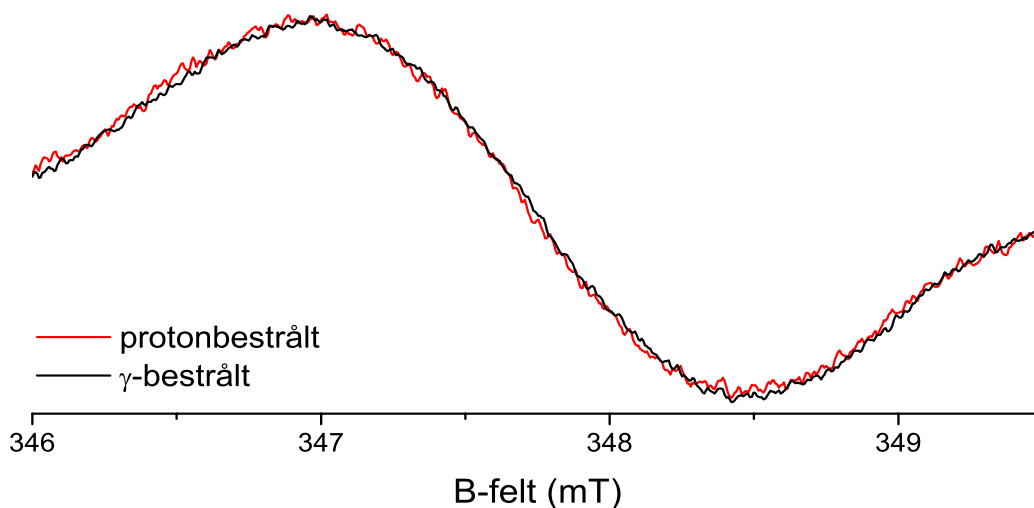
Figur 36: Energirespons til Lifo (bestrålt i perspex), eksperimentelt, Monte Carlo-simulert og beregnet ut fra forholdet i stopping power (kavitetssteori).



Figur 37: Energirespons til Lifo Monte Carlo-simulert med EGSnrc [58] i fantomer av PMMA (perspex), vann og polystyren.

### 4.3 Protoneksperimentet

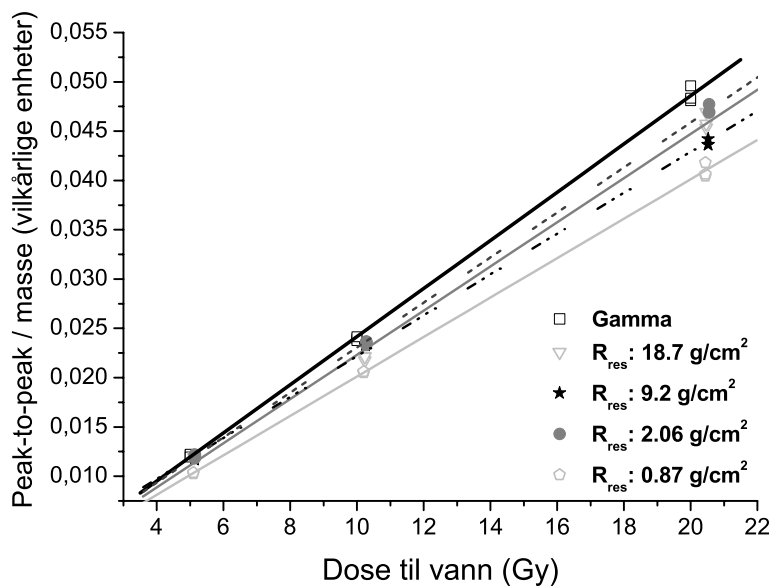
Protoner går under betegnelsen tyngre ioner, og hvilemassen til et proton er 1860 ganger større enn et elektron. Av den grunn skiller protonstråling seg relativt mye fra  $\gamma$ -stråling i ionisasjonstetthet og dermed også i LET-verdi. Analysen av de protonbestrålte dosimetrene har derfor fokus på doserespons og linjebreddeanalyse. ESR-spektrene for de protonbestrålte dosimetrene skiller seg ikke mye fra spektrene for de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Dette illustreres i figur 38, og i analysen brukes derfor PP-doseresponsen da det ikke vil være nødvendig å se på arealdoseresponsen.



Figur 38: ESR-spekteret til et 20 Gy protonbestrålt dosimeter (bestrålt etter 17 cm perspex) og et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt dosimeter.

Figur 39 viser doseresponsen fra protoneksperimentet, mens stigningstall og energirespons er gitt i tabell 9. Avviket mellom enkeltmålingene og tilhørende doseresponser er vist i figur 40. Standardavviket i en enkeltmåling er 2.5%. Figuren viser at avviket fra doseresponsen er størst ved lave doser og avtar for høyere doser.

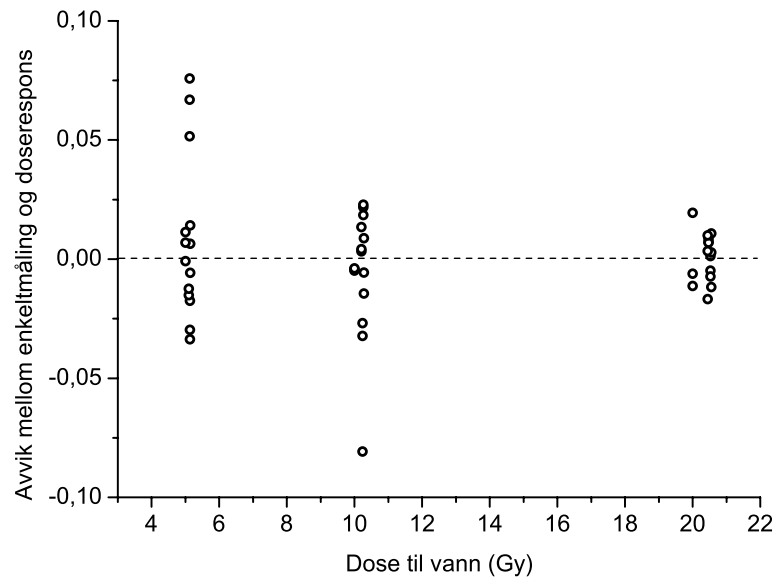
I forhold til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene har alle doseresponskurvene lavere stigningstall. Energiresponsen er dermed lavere enn 1 for alle strålekvaliteter og er illustrert i figur 41. I figuren er også beregnede energiresponser inkludert, men uten usikkerhetsestimater. Disse estimatene er store og vil ødelegge den ønskede illustrasjonen, men de er gitt i figur 58 (side 75) og blir diskutert i neste kapittel. Her skiller strålekvaliteten med  $R_{res}=2.06 \text{ g/cm}^2$  seg ut fra tendensen til fallende stigningstall (og dermed også energirespons) for økende LET-verdi. Likevel er det liten tvil om at det er en tendens til lavere energirespons for de protonbestrålte dosimetrene.



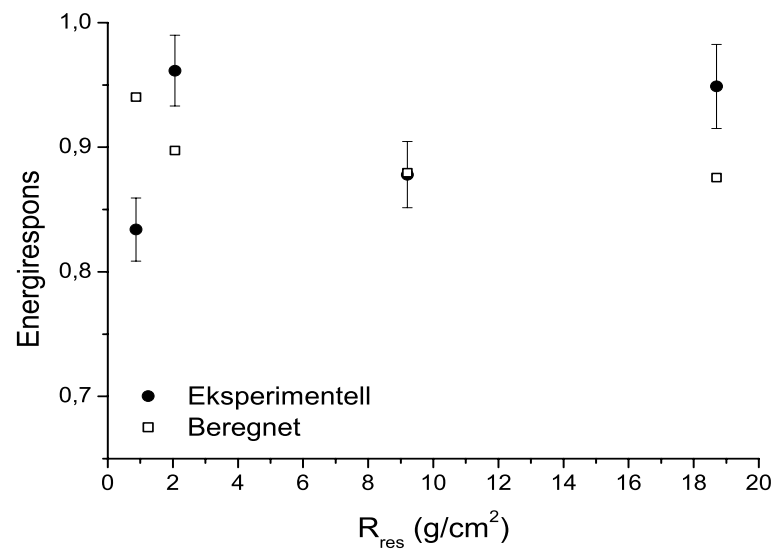
Figur 39: Doseresponsen til  $\gamma$ - og protonbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av dose til vann. Fire ulike strålekvaliteter for protoner er brukt.

Tabell 9: Eksperimentelle PP-stigningstall og energirespons for protonbestrålte Lifo-dosimetre.

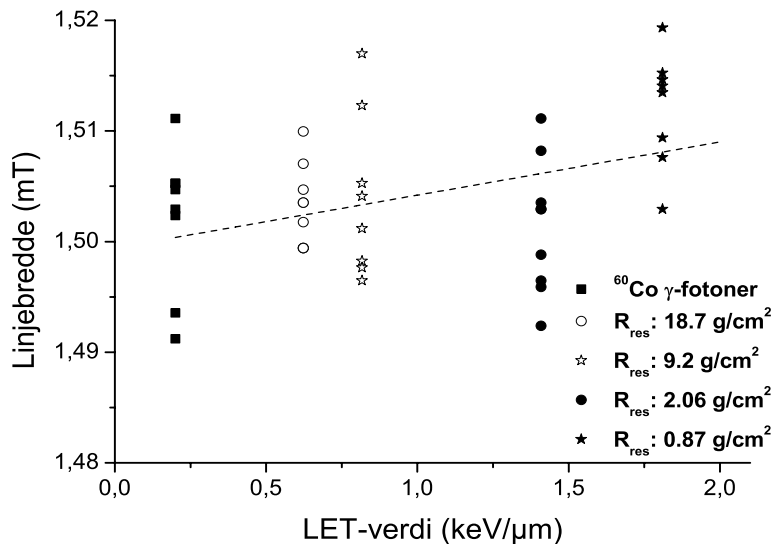
Stråletype	$R_{res}$ (g/cm <sup>2</sup> )	LET (keV/ $\mu$ m)	Stigningstall (Gy <sup>-1</sup> )	Energirespons
<sup>60</sup> Co $\gamma$		0.2	208.2 $\pm$ 2.0	
Proton 2 cm perspex	18.7	0.63	197.5 $\pm$ 4.2	0.949 $\pm$ 0.034
Proton 10 cm perspex	9.20	0.85	182.8 $\pm$ 1.8	0.878 $\pm$ 0.027
Proton 16 cm perspex	2.06	1.65	200.2 $\pm$ 1.5	0.962 $\pm$ 0.028
Proton 17 cm perspex	0.87	2.55	173.6 $\pm$ 1.8	0.834 $\pm$ 0.025



Figur 40: Avvik mellom enkeltmåling og tilhørende doserespons for protonbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av dose til vann.



Figur 41: Energieresponsen med standardavvik for protonbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av strålekvalitetsindeks  $R_{res}$ . Til sammenligning er også beregnet energierespons (i dette tilfellet uten usikkerhetsestimater) inkludert.



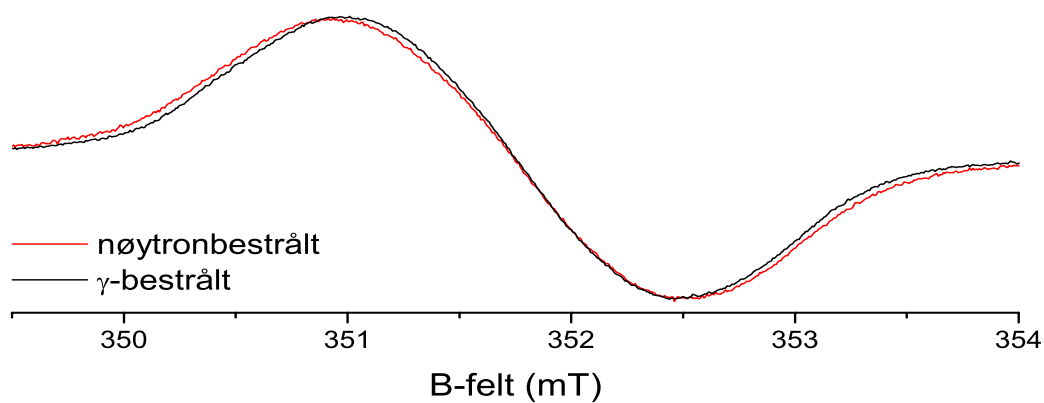
Figur 42: Linjebreddeanalyse av protonbestrålte dosimetre som funksjon av LET-verdi. Gammabestrålte dosimetre er tatt til sammenligning. Den stiplede linja viser en lineær-regresjon for alle datapunktene.

Figur 42 viser linjebreddeanalysen for de protonbestrålte dosimetrene. Her ses en svak tendens til økt linjebredde med økende LET-verdi. Også her observeres det at  $R_{res}=2.06 \text{ g/cm}^2$ -resultatene skiller seg ut fra tendensen. Den midlere linjebredden for alle protonbestrålte dosimetre er  $(1.504 \pm 0.007) \text{ mT}$ , mens for de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene er midlere linjebredde  $(1.501 \pm 0.007) \text{ mT}$ .

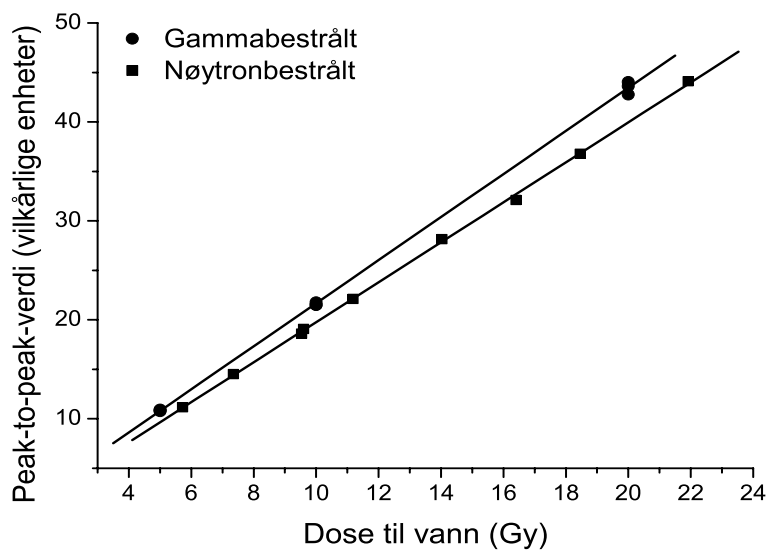
#### 4.4 Nøytroneksperimentet

Det er nøytroner i klinisk bruk noen steder i verden. Dosimetrien for denne stråletypen er noe problematisk, da nøytronene ofte vil inngå i et blandet  $n+\gamma$  felt. Nøytroner og  $\gamma$ -stråling kan ha stor forskjell i LET-verdi. Forskjellene fremkommer fordi massen til nøytronene (som er omtrent lik som protoner) gjør at de bringer med seg en stor bevegelsesmengde og fordi særlig lavenergetiske nøytroner har stort vekselvirkningstverrsnitt i noen absorbatører. Siden nøytrondosene som ble gitt i dette eksperimentet var ukjente (bare bestrålingstid var kjent), ble  $\gamma$ -bestrålte referansedosimetrene brukt for å estimere hvilken dose dosimetrene hadde fått. Metoden for å estimere dosene tok utgangspunkt i arealet under ESR-absorpsjonskurvene (areal funnet i WinEpr). Et eksempel på ESR-spekteret fra et  $\gamma$ -bestrålt og et nøytronbestrålt dosimeter er vist i figur 43. Her observeres en tydelig linjebreddeøkning.

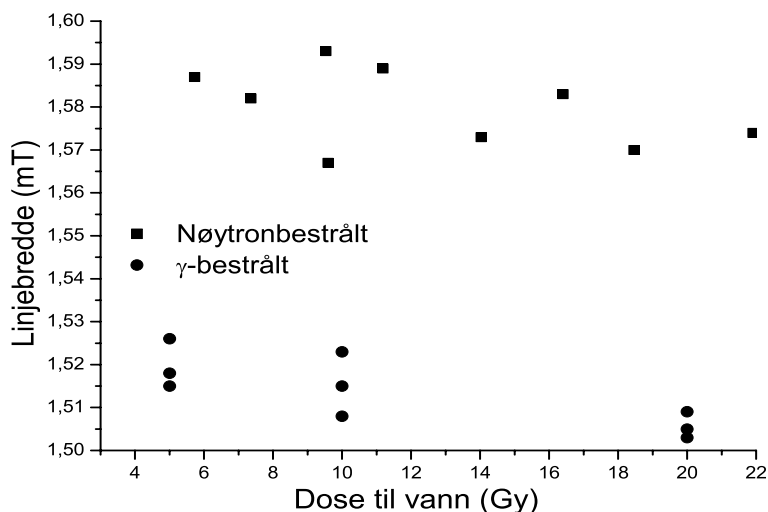
Nøytrondosene som er estimert representerer ikke på noen måte eksakte doser. For



Figur 43: ESR-spekteret til et nøytronbestrålt Lifo-dosimeter (bestrålt i tre uker) og et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter.



Figur 44: Doseresponsen til nøytronbestrålte og  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av dose til vann. Doseresponsen er funnet på bakgrunn av PP-verdi mens doseestimatene for de nøytronbestrålte dosimetrene er funnet ved sammenligninger av arealet under absorpsjonskurven for de nøytronbestrålte og  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Doseestimatene inneholder betydelige usikkerheter.



Figur 45: Linjebredder for nøytronbestrålte og gammabestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av estimert dose til vann.

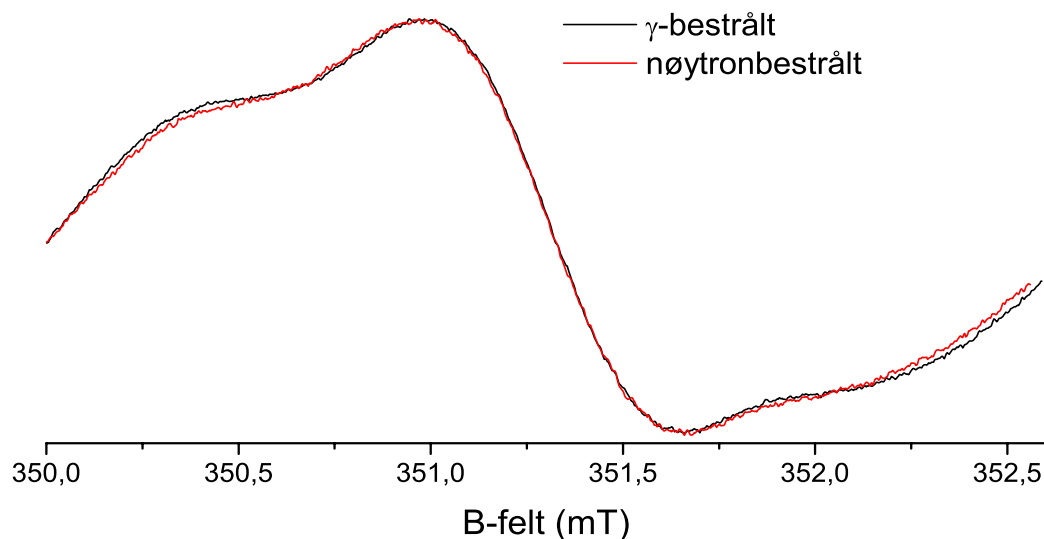
å bestemme eksakte doser måtte fullstendig kunnskap om nøytronenes energispekter fra kilden, samt gode nøytrondosimetre vært tilgjengelig. Dette var imidlertid ikke et viktig punkt for denne oppgaven. Figur 44 viser doseresponskurven og illustrerer hvordan dose-responsen til de nøytronbestrålte dosimetrene ville sett ut hvis nøytrondosene skulle være eksakte.

Videre er linjebreddene gitt i figur 45. Her ses en tydelig endring av midlere linjebredde for de nøytronbestrålte dosimetrene ( $1.580 \pm 0.009$  mT) i forhold til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene ( $1.514 \pm 0.008$  mT). Selv om de antydende nøytrondosene ikke er nøyaktige, er tendensen i forhold til linjebreddeanalysen klar - en linjebreddeøkning på  $(4.4 \pm 0.8)\%$  observeres.

#### 4.4.1 Nøytronbestråling av alanin og TL-dosimetre (LiF)

Det forelå noen tidligere upubliserte resultater fra nøytroneksponering av LiF TL-dosimetre ved samme nøytronkilde. I tillegg til nøytronbestrålingene Lifo-dosimetrene ble alanindosimetre bestrålt på samme måte og samtidig. Dosimetrene av alanin ble bestrålt i 2, 4 og 6 uker, da det først ble antatt at  $^6\text{Li}$  i Lifo ville bidra til en større doseavsetning i Lifo-dosimetrene enn i alanindosimetrene. Referansedosimetrene av alanin ble gitt dosene 5 og 20 Gy med  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -fotoner. Et eksempel på ESR-spekteret fra et nøytronbestrålt og et  $\gamma$ -bestrålt alanindosimeter er vist i figur 46. En samlet oversikt over estimert dose til det dosimetret som var plassert nærmest kilden for de tre respektive dosimetertypene som ble brukt er gitt i tabell 10. Dosene i tabellen er funnet ved å sammenligne utslaget i det nøytronbestrålte dosimeteret med en kalibreringskurve laget av utslagene til de  $\gamma$ -bestrålte





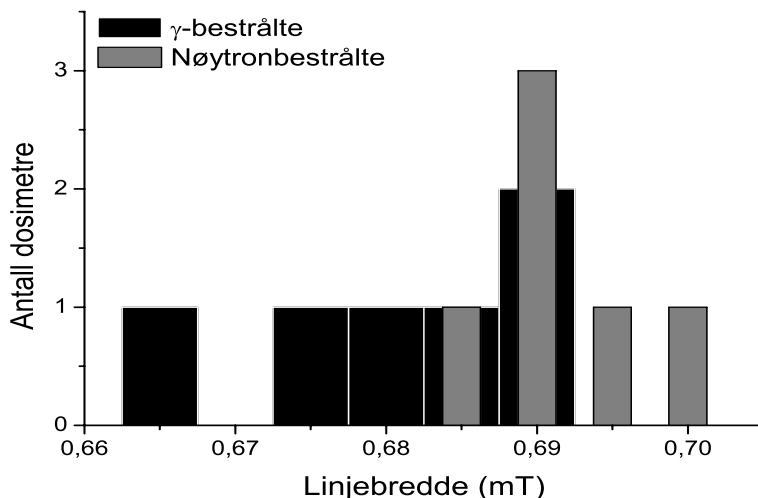
Figur 46: ESR-spekteret til et nøytronbestålt alanindosimeter (bestrålt i 2 uker) og et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt alanindosimeter. Bare sentralresonansen vises.

dosimetrene. Utslaget for TL-dosimetrene vil si arealet under glødekurven, mens utslaget for ESR-dosimetrene betyr PP-utslag i dette tilfellet. Ved å bruke areal under absorpsjonskurven vil Lifo-dosen økes fra 8.81 Gy til et sted mellom 8.85 og 9.59 Gy, alt etter hvilken metode som brukes for arealberegningene.

Linjebreddene funnet for de nøytron- (bare linjebreddene for prøvene bestrålt i 2 og 4 uker er inkludert) og  $\gamma$ -bestrålte (5 og 20 Gy) alanindosimetrene er vist i figur 47 (12 dosimetre totalt). Linjebreddeøkningen for nøytronbestrålte i forhold til  $\gamma$ -bestålte alanindosimetre er  $(1.7 \pm 1.5)\%$ .

Tabell 10: Absorberte doser i alanindosimetre (ESR-avlesning), LiF (TLD-avlesning) og Lifo-dosimetre (ESR-avlesning) eksponert for samme nøytronkilde. Alle tre dosimetrene har ligget 5 mm over kilden.

Dosimeter	Bestrålingstid (timer)	Estimert dose (Gy)
Alanin	168	7.84
LiF	187	6.09
Lifo	168	8.81



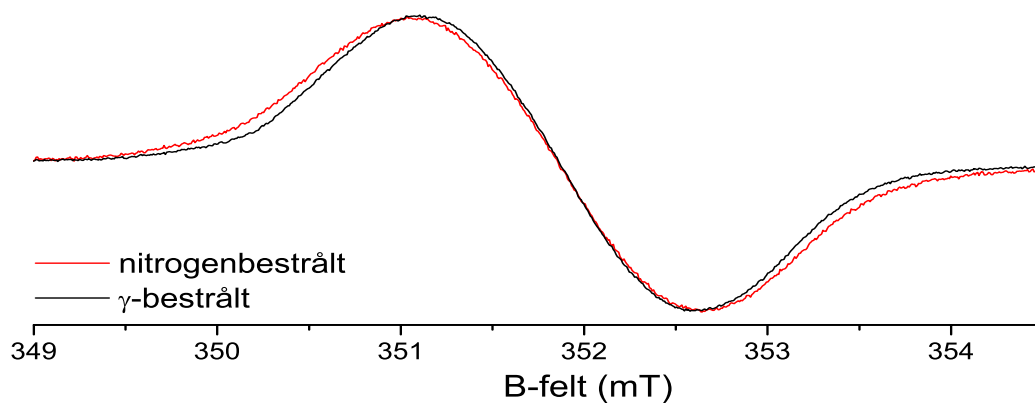
Figur 47: Linjebredder for sentralresonansen til nøytron- og gammabestrålte alanindosimetre.

#### 4.5 $N^{7+}$ -eksperimentet

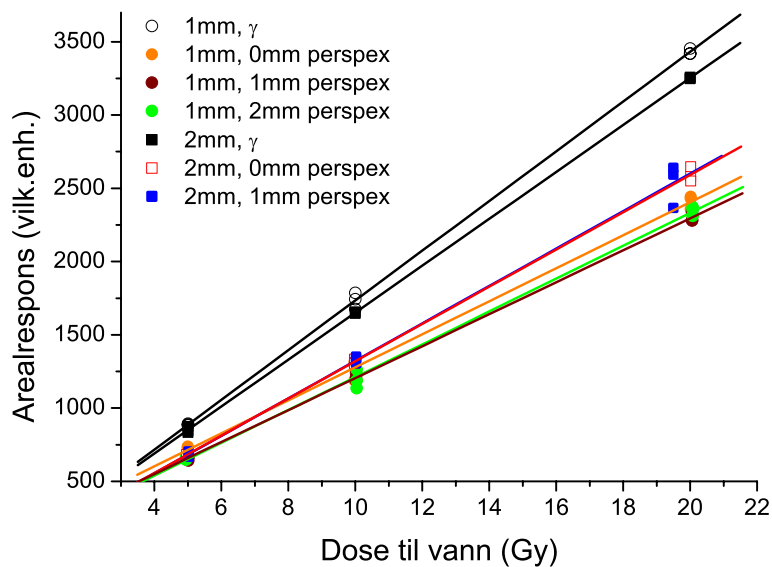
Nitrogenionene er den stråletypen i denne oppgaven som har høyest LET-verdier. Stråletypen brukes innenfor forskning, men er ikke i regulær klinisk bruk. Figur 48 viser et eksperimentelt ESR-spekter fra et nitrogen- og et  $\gamma$ -bestrålt dosimeter (begge gitt 20 Gy). Det observeres en klar linjebreddeøkning for det nitrogenbestrålte dosimetret i forhold til det  $\gamma$ -bestrålte dosimetret. Areal-doserresponsen til de ulike seriene er gitt i figur 49. Stigningstall og energirespons funnet fra arealresponsen er vist i tabell 11 og tilsvarende resultater funnet fra PP-respons vises i tabell 12. Figur 50 illustrerer energiresponsen basert på resultatene for arealresponsen.

En tydelig reduksjon i stigningstall med økende LET-verdi observeres for doseresponskurven til de partikkelbestrålte dosimetrene i forhold til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. I tillegg kan en svak tendens til et fallende stigningstall med økende LET-verdi observeres. Figur 51 viser avvikene mellom de enkelte dosimetermålingene og doserespons funnet ved regresjon for tilhørende strålekvalitet. Figuren skiller mellom 1 mm og 2 mm tykke dosimetrene. Standardavviket i en enkeltmåling for de 1 mm og 2 mm tykke dosimetrene er henholdsvis 2.3% og 2.2%. Spredningen ser ut til å avta med økt dose for 1 mm tykke dosimetrene, mens den samme tendensen for de 2 mm tykke dosimetrene brytes av tre målepunkter gitt 20 Gy (bestrålt samtidig).

Figur 52 viser resultatene av linjebreddeanalysen. Linjebredden til de nitrogenbestrålte dosimetrene, uavhengig av dose og LET-verdi, ble beregnet til  $(1.616 \pm 0.031)$  mT og tilsvarende til  $(1.528 \pm 0.017)$  mT for de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Her er det en tydelig linjebreddeøkning for de partikkelbestrålte dosimetrene. Samtidig ser man en tendens til økende linjebredde med økende LET-verdi.



Figur 48: ESR-spekteret til et nitrogenbestrålt Lifo-dosimeter sammenlignet med et  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter. Begge har fått en dose på 20 Gy.



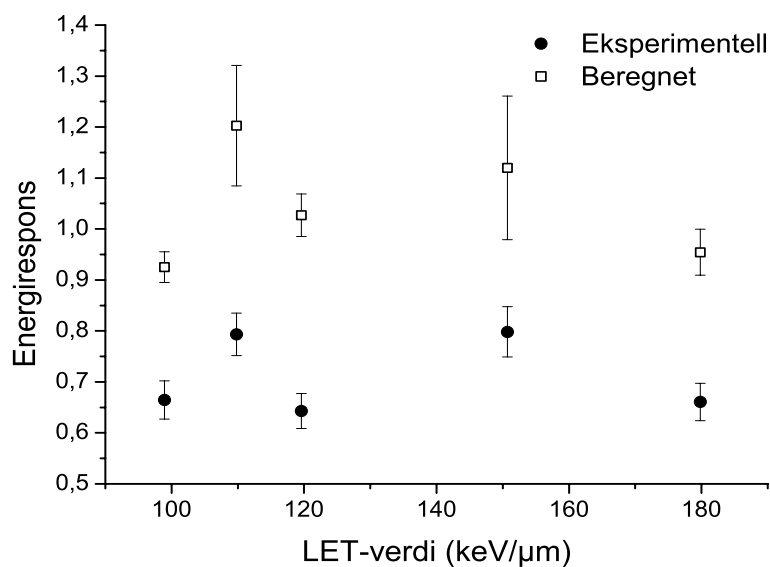
Figur 49: Areal-doseresponsen for nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av dose til vann. Dosimetre med tykkelse 1 mm og 2 mm er brukt. Antall millimeter perspex viser til bremsingen av nitrogenioner for å få ulike ioneenergier.  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte dosimetre er tatt med til sammenligning.

Tabell 11: Eksperimentelle stigningstall (beregnet fra arealrespons) og tilhørende energirespons med standardavvik for nitrogenbestrålte dosimetre. For de nitrogenbestrålte dosimetrene er tykkelse angitt først og deretter hvor mye perspex som er brukt for å bremse strålingen.

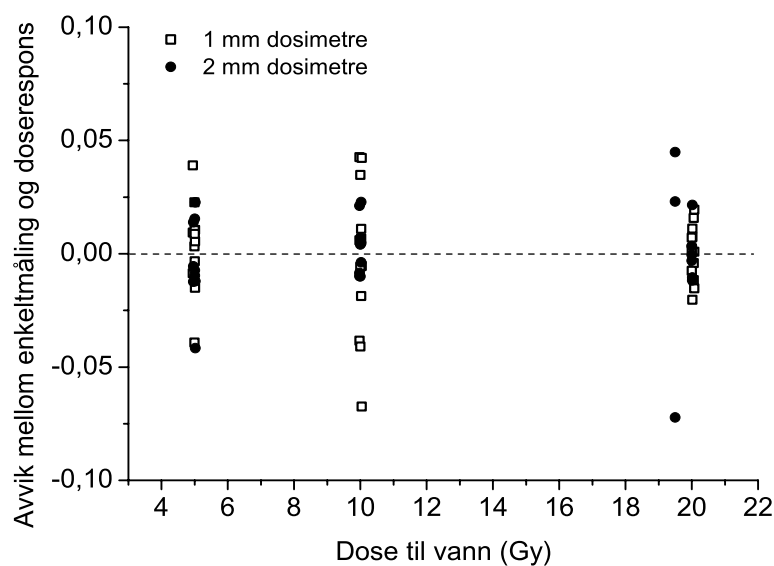
Stråletype	LET (keV/ $\mu$ m)	Stigningstall (Gy <sup>-1</sup> )	Energirespons
<sup>60</sup> Co $\gamma$ (1 mm)	0.2	169.6 $\pm$ 1.7	
<sup>60</sup> Co $\gamma$ (2 mm)	0.2	160.1 $\pm$ 0.7	
1 mm: 0 mm perspex	99	112.7 $\pm$ 2.4	0.665 $\pm$ 0.037
1 mm: 1 mm perspex	120	109.0 $\pm$ 1.3	0.643 $\pm$ 0.034
1 mm: 2 mm perspex	180	112.0 $\pm$ 2.2	0.661 $\pm$ 0.037
2 mm: 0 mm perspex	110	127.0 $\pm$ 1.5	0.794 $\pm$ 0.042
2 mm: 1 mm perspex	151	127.8 $\pm$ 4.5	0.798 $\pm$ 0.049

Tabell 12: Eksperimentelle stigningstall (beregnet fra PP-respons) og tilhørende energirespons med standardavvik for nitrogenbestrålte dosimetre. For de nitrogenbestrålte dosimetrene er tykkelse angitt først og deretter hvor mye perspex som er brukt for å bremse strålingen.

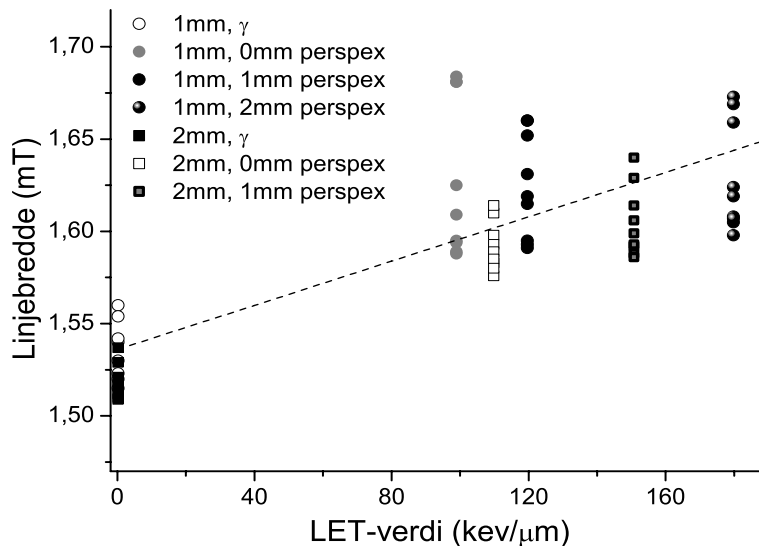
Stråletype	LET (keV/ $\mu$ m)	Stigningstall (Gy <sup>-1</sup> )	Energirespons
<sup>60</sup> Co $\gamma$ (1 mm)	0.2	200.5 $\pm$ 2.3	
<sup>60</sup> Co $\gamma$ (2 mm)	0.2	189.3 $\pm$ 0.7	
1 mm: 0 mm perspex	99	124.5 $\pm$ 2.1	0.621 $\pm$ 0.034
1 mm: 1 mm perspex	120	118.9 $\pm$ 1.2	0.593 $\pm$ 0.032
1 mm: 2 mm perspex	180	120.1 $\pm$ 2.4	0.599 $\pm$ 0.034
2 mm: 0 mm perspex	110	138.0 $\pm$ 1.7	0.729 $\pm$ 0.038
2 mm: 1 mm perspex	151	138.1 $\pm$ 5.1	0.730 $\pm$ 0.046



Figur 50: Energirespons beregnet fra arealresponsen til nitrogenbestrålte Liso-dosimetre som funksjon av beregnet LET-verdi. Energiresponsen beregnet med kavitetssteori er også inkludert.



Figur 51: Avvik mellom enkeltmåling og tilhørende doserespons som funksjon av dose til vann. Avviket er beregnet for nitrogenbestrålte Liso-dosimetre, 1 og 2 mm tykke.



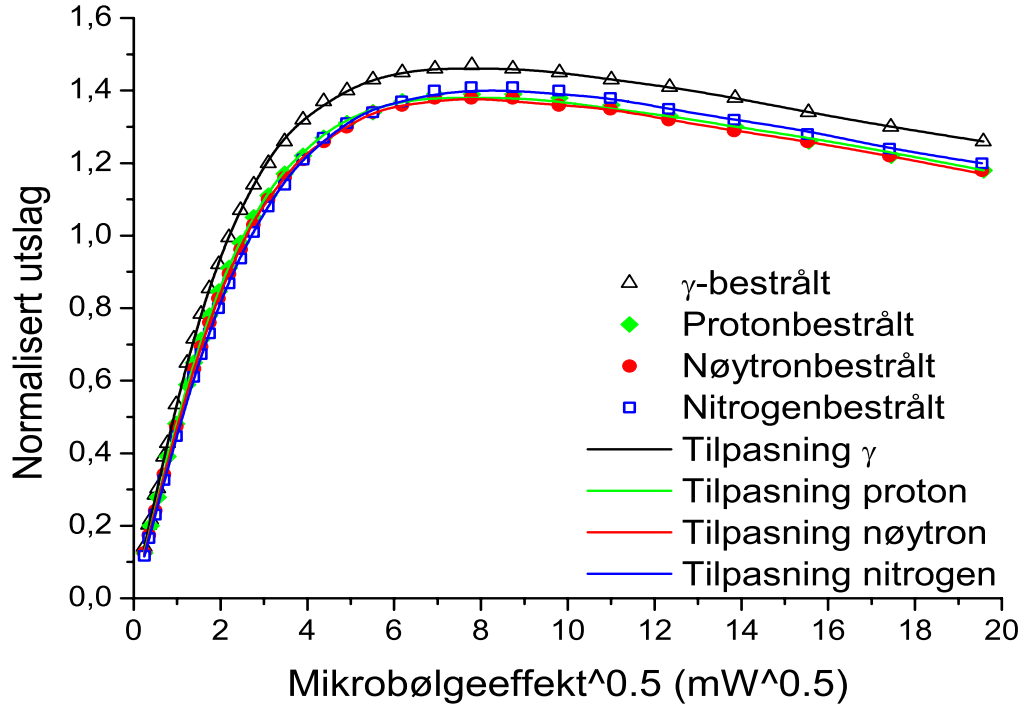
Figur 52: Linjebredder for nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av LET-verdi. Gammabestrålte dosimetre er tatt med til sammenligning. Den stiplede linja representerer resultatet av en lineærregresjon til alle datapunkter ( $\gamma$ -bestrålte dosimetre er inkludert).

## 4.6 Metningseksperimentet

I metningseksperimentet ble PP-verdien ved ulike mikrobølgeeffekter avlest for de forskjellige partikkelbestrålte Lifo-dosimetrene. Metningskurvene ble så tilpasset en analytisk modell i programpakken ML\_FIT. Et gjennomsnitt av 3 metningskurver for tre ulike dosimetre er brukt i tilpasningen av de partikkelbestrålte dosimetrene. Alle dosimetrene var 2 mm høye og hadde fått en dose på 20 Gy (med unntak av de nøytronbestrålte dosimetrene, som var 3.5 mm høye og var bestrålt i tre uker). Fra proton- og nitrogeneksperimentene ble dosimetrene som var bestrålt med høyest LET-verdi valgt. For  $\gamma$ -bestrålingene ble gjennomsnittet for 5 dosimetre (av totalt 6) brukt. Her ble en dosimeteravlesning utelatt da denne avlesningen avvek rundt 25% fra de andre avlesningene.

Figur 53 viser resultatene av metningseksperimentet, hvor tilpasningen er gjort ved hjelp av programpakken ML\_FIT. Punktene viser til målingene og tilpasningene er inntegnet som heltrukne linjer. En tabell med de ulike parametrene som følger fra denne tilpasningen til den analytiske modellen er gitt i tabell 13.  $\Gamma_L$  er halvparten av Lorentz-linjebredden (PP), og kan konverteres til halv linjebredde ved halv høyde,  $\Delta B_L$ , ved  $\Gamma_L = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta B_L$ . Tilsvarende er  $\Gamma_G = \left(\frac{2}{\ln 2}\right)^{1/2} \Delta B_G$ .

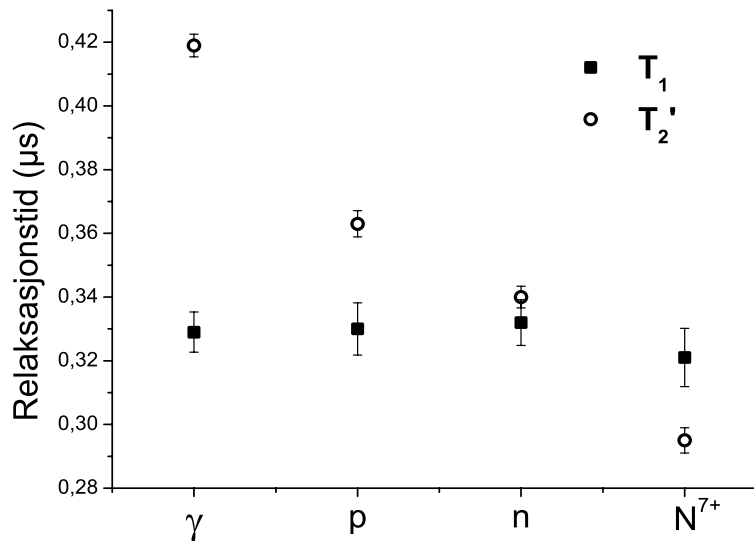
Figur 53 viser at de partikkelbestrålte dosimetrene går senere i metning enn de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. I tillegg er det mulig å se at de nitrogenbestrålte dosimetrene også mettes senere enn bestrålinger med de to andre partikkeltypene. Disse tendensene



Figur 53: Metningskurver for Lifo-dosimetre bestrålt med  $\gamma$ -stråling, protoner, nøytroner og  $N^{7+}$ -ioner som funksjon av roten av mikrobølgeeffekt. Punktene er målinger mens de heltrukne linjene er resultatet av tilpasningene i programpakken ML\_FIT. Utslaget er skalert mot gjennomsnittet av alle utslag i hver metningskurve.

Tabell 13: Parametre fra tilpasningene av metningsdata for  $\gamma$ -, proton-, nøytron- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre. Tilpasningene er gjort i ML\_FIT og beregner  $\Gamma_L$  og  $P_0$ , mens de andre parametrene igjen er beregnet fra disse. Parametrene er gitt med spredning fra tilpasningene av enkeltdosimetrenes metningskurver.

	$P_0$ (mW)	$T_1$ ( $\mu s$ )	$\Gamma_L$ (mT)	$T_2'$ ( $\mu s$ )	$T_2$ ( $\mu s$ )	$\Gamma_G$ (mT)
$\gamma$	$9.4 \pm 0.5$	$0.33 \pm 0.01$	$0.016 \pm 0.001$	$0.42 \pm 0.02$	$1.15 \pm 0.20$	$0.592 \pm 0.000$
<b>p</b>	$10.8 \pm 0.2$	$0.33 \pm 0.02$	$0.018 \pm 0.001$	$0.36 \pm 0.02$	$0.81 \pm 0.18$	$0.590 \pm 0.001$
<b>n</b>	$11.4 \pm 0.3$	$0.33 \pm 0.02$	$0.019 \pm 0.001$	$0.34 \pm 0.01$	$0.70 \pm 0.09$	$0.590 \pm 0.006$
<b>N<sup>7+</sup></b>	$13.6 \pm 0.4$	$0.32 \pm 0.01$	$0.022 \pm 0.001$	$0.30 \pm 0.01$	$0.54 \pm 0.05$	$0.588 \pm 0.000$



Figur 54: Relaksasjonstidene  $T_1$  og  $T_2'$  bestemt ved tilpasninger av metningsdata fra  $\gamma$ -, proton-, nøytron- og  $N^{7+}$ -bestrålte Lifo-dosimetre.

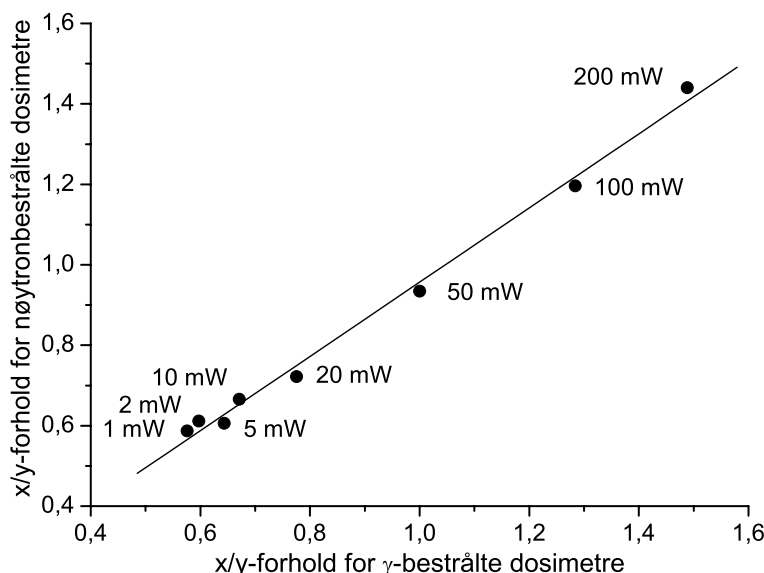
bekreftes i tabell 13.  $P_0$ , definert i likning 37, indikerer en endring i metningsforløpet, der lavere verdier svarer til tidligere metning. De partikkelbestrålte dosimetrene har en økt Lorentzbredde,  $\Gamma_L$ , i forhold til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene og denne øker med økende LET-verdi. Tilpasningene viser også at  $T_1$ -relaksasjonstida er av samme størrelsesorden som  $T_2'$ -relaksasjonstida<sup>8</sup>, noe som ikke gir  $T_2' \cong T_2$ . En illustrasjon av relaksasjonstidene er gitt i figur 54. Det registreres at  $T_1$  forholder seg tilnærmet uendret for de ulike strålekvalitetene, mens  $T_2'$  faller med økende LET-verdi.  $T_2$  er også beregnet, og viser samme tendenser som  $T_2'$ ; avtakende med økende LET-verdi.

#### 4.6.1 Metning av nøytronbestrålte alanindosimetre

Det er tidligere vist at for nøytron- og tungionbestrålt alanin endrer resonanslinja form ved ulike mikrobølgeeffekter. Forholdet mellom hovedtoppens og satelittlinjas intensiteter i sentralresonansen (x/y-forholdet - se figur 24 side 44) øker med økende mikrobølgeeffekt [31]. Det ble foretatt målinger av nøytron- og  $\gamma$ -bestrålte alanindosimetre og x/y forholdet for de nøytronbestrålte dosimetrene som funksjon av det samme forholdet for  $\gamma$ -bestrålte dosimetre er vist i figur 55. Videre ble det foretatt en lineærregresjon til resultatene, og det ga et stigningstall i regresjonskurven på  $(0.92 \pm 0.03)$ .

<sup>8</sup>Forutsetningen om at  $T_1 \gg T_2$  i ligning 36 gjelder altså ikke her, og istedet for  $T_2$  er  $T_2'$  funnet ved  $1/T_2' = 1/2T_1 + 1/T_2$





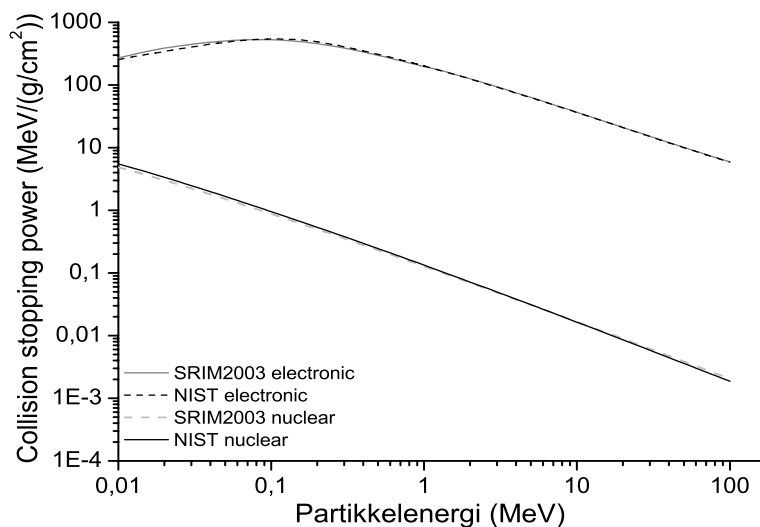
Figur 55: x/y-forholdet for nøytronbestrålte alanindosimetre som funksjon av x/y-forholdet for  $\gamma$ -bestrålte alanindosimetre.

#### 4.7 Sammenligninger av stopping power i SRIM2003 og NIST

De tabulerte verdiene for stopping power måtte hentes inn fra flere steder, med hovedvekt på SRIM2003 [36] og NIST [35]. Dette ble gjort fordi SRIM2003 ikke gir data for elektroner, mens NIST ikke har data for nitrogenioner. Da små forskjeller i beregningsmetoder for datamaterialet forekommer mellom de to programmene/databasene og begge disse er brukt i denne oppgaven, ville det være naturlig å sammenligne resultatene fra de to forskjellige beregningsmetodene. Store forskjeller ville være problematiske, da resultatene funnet på bakgrunn av programberegningene skulle sammenlignes.

Begge programmer leverer data for protoner, men ikke for alle materialer. Derfor ble det foretatt en sammenligning mellom resultatene fra disse to databasene for et kjent referansemateriale. Protoner i litium fluorid (LiF) ble valgt, da begge databaser gir resultater for protoner og LiF er et vanlig TL-dosimetermateriale. Figur 56 viser resultatet av sammenligningen. Det observeres at forskjellene mellom resultatene for de ulike databasene er svært små, selv om det er et lite avvik for små protonenergier. Største avvik mellom kurvene er på 11% for electronic stopping power og 13% for nuclear. Avviket for electronic stopping power (som er faktoren av størst betydning i dette tilfellet) er maksimalt 2% for energier over 1 MeV.

Det kommenteres at resultatene fra NIST og SRIM2003 for stopping power i ulike medier avviker noe fra tabulerte verdier i ICRU-rapport 49 [65]. Det er i denne oppgaven valgt å bruke de siste versjonene av de nyeste tabellene, altså NIST og SRIM2003.



Figur 56: Sammenligning mellom SRIM2003 [36] og NIST [35] for beregnet collision stopping power for protoner i litium fluorid (LiF).

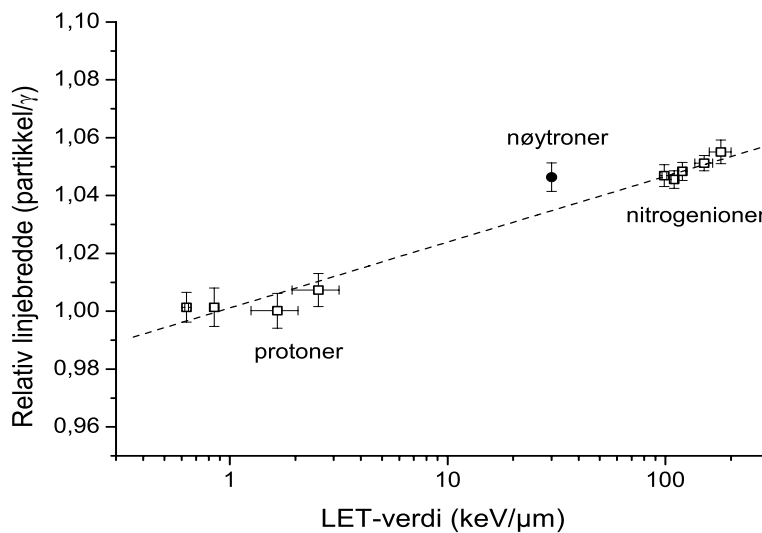
## 4.8 Sammenfattede resultater

### 4.8.1 Linjebredder

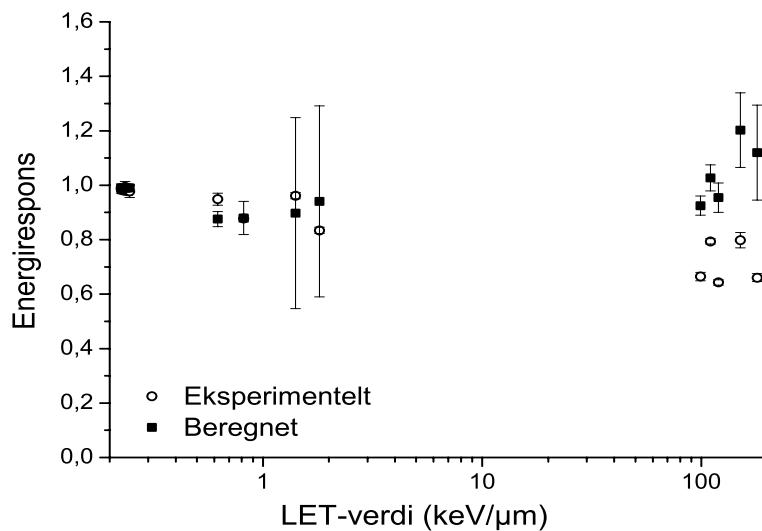
En samlet figur over linjebredder for ulike typer partikkelbestrålte Lifo-dosimetre relativt til  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre er vist i figur 57. Figuren viser hvordan linjebredden varierer som funksjon av LET-verdien. Det observeres en økning i linjebredder med økende LET-verdier, og en logaritmisk tilpasning illustrerer denne linjebreddeøkningen. Usikkerhetsestimatene i y-retning baseres på standardavvik for de ulike linjebreddene som ligger til grunn for den beregnede gjennomsnittsverdien. I x-retning er usikkerheten i LET-verdi et estimat og baseres på usikkerheter i prøvetykkelse og partikkelenergi.

### 4.8.2 Energirespons

For nitrogenbestrålingene er energiresponsen funnet på bakgrunn av areal under absorpsjonskurve, og ikke PP-verdi for den deriverte absorpsjonskurven. Dette er gjort fordi en markert linjebreddeøkning ble observert for de nitrogenbestrålte Lifo-dosimetrene. Figur 58 viser energiresponsen til de elektron-, proton- og nitrogenbestrålte dosimetrene som funksjon av LET-verdi. De beregnede resultatene er vist som fylte kvadrater og er beregnet fra forholdet i midlere stopping power-verdier, på bakgrunn av resultater fra NIST (*estar*) og SRIM2003. De midlere stopping power-verdiene er utregnet i samme Matlab-rutine som ble brukt for å finne LET-verdien. Sirkelsymbolene viser den eksperimentelle energiresponsen, som er avtakende med økende LET-verdi. Usikkerhetsestimatene for de



Figur 57: Linjebredder for partikkelbestrålte Lifo-dosimetre (skalert mot linjebredder for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte dosimetre) som funksjon av stråletypens LET-verdi. Den stiplede linja viser logaritmisk regresjon av målepunktene. Nøytroner er ikke inkludert i regresjonsanalysen siden LET-verdien er meget usikker.

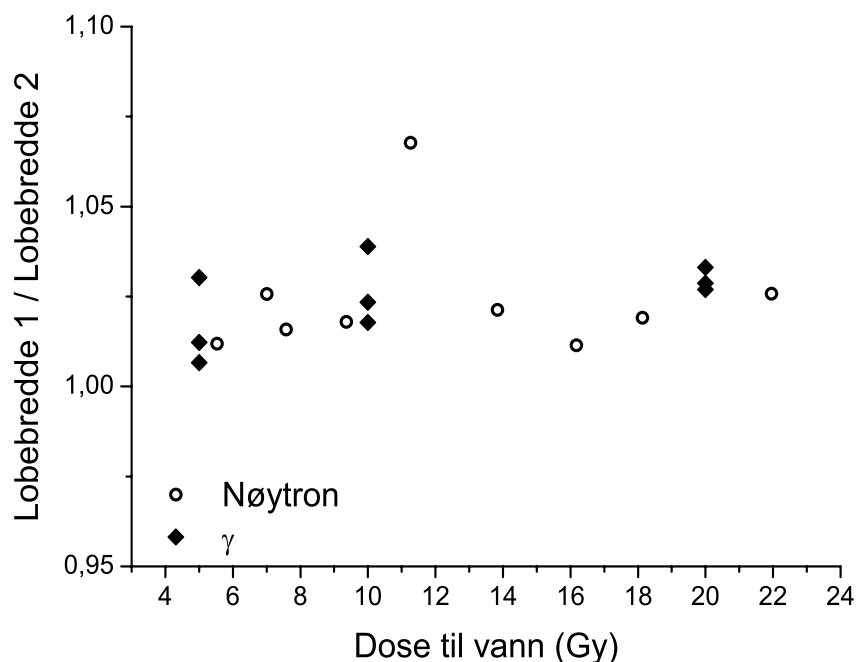


Figur 58: Beregnet og eksperimentelt funnet energirespons for elektron-, proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av LET-verdi for de ulike strålekvalitetene. De beregnede resultatene er funnet ved kaviteteorteori.

beregnete energiresponsene er store for de dosimetrene med høyest LET-verdi innad i proton- og nitrogeneksperimentet. Dette skyldes at dataene er basert på midlere stopping power for dosimeteret og nær dybdedoseforløpets Bragg-peak vil stopping power-verdiene variere mye.

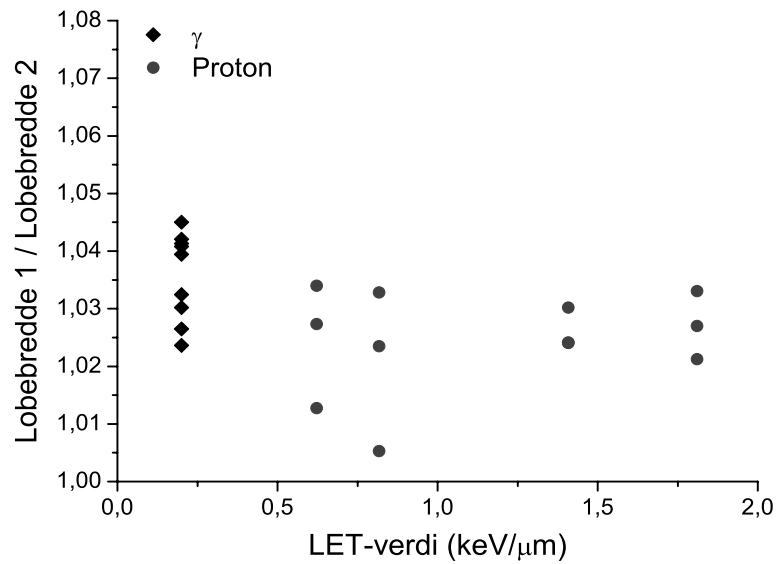
### 4.8.3 Lobebreddeanalyse

Figur 25 på side 45 illustrerer hva som menes med lobebreddene til ESR-signalet. Det observeres en forbredning av linjebredden i noen av eksperimentene, og det kan være interessant å se på hvordan denne forbredningen fordeler seg på absorpsjonslinja; om den er symmetrisk eller assymmetrisk. Det har blitt sett på de partikkelbestrålte og de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene når det gjelder forholdet mellom lobebredde 1 og 2. For de nøytronbestrålte Lifo-dosimetrene er resultatene vist i figur 59 som funksjon av de beregnede dosene og ikke LET-verdi, da det her bare er benyttet *en* strålekvalitet. Figuren viser ingen tydelige tegn til forskjell mellom de nøytron- og  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene.

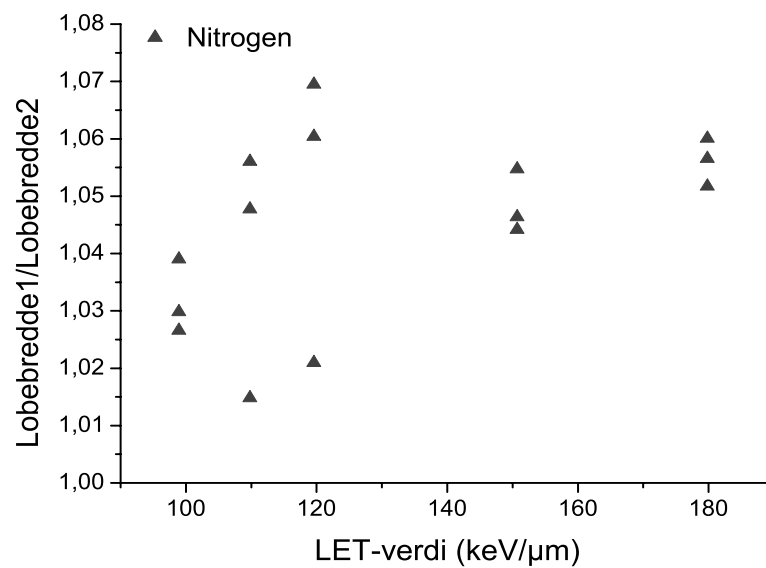


Figur 59: Forholdet mellom lobebredde 1 og 2 for nøytron- og gammabestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av dose til vann.

Figur 60 og 61 viser resultatene for de proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetrene som funksjon av LET-verdi. I tillegg er resultatene for de tilhørende  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte dosimetrene illustrert i figur 60.



Figur 60: Forholdet mellom lobebredde 1 og 2 for  $\gamma$ - og protonbestrålte Lifo-dosimetre. Resultatene er vist som funksjon av LET-verdi.



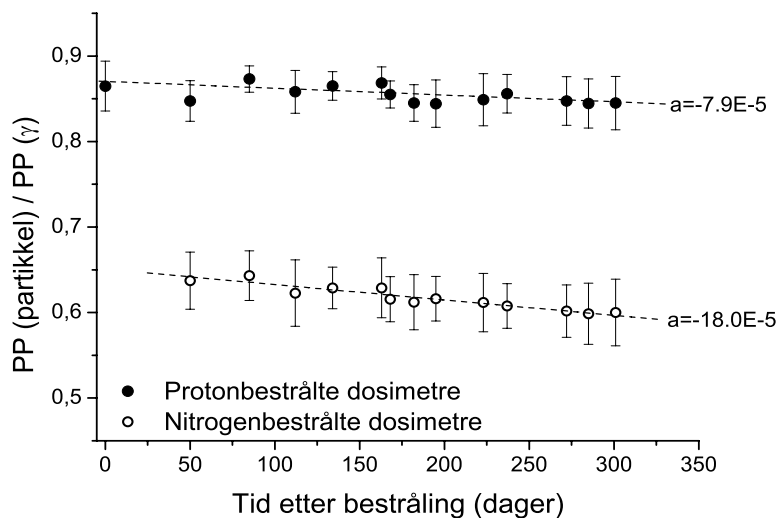
Figur 61: Forholdet mellom lobebredde 1 og 2 for nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre. Resultatene er vist som funksjon av LET-verdi.

Det registreres at det for protonbestrålte Lifo-dosimetre ikke er noen synlig økning i forholdet mellom lobebredde 1 og 2 sammenlignet med  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre. Derimot viser bestrålingene med nitrogenioner en svak økning i forholdet (figur 61), det vil si at den venstre loben forbreddes litt mer enn den høyre (det er ikke observert noen reduksjon i lobebredder).

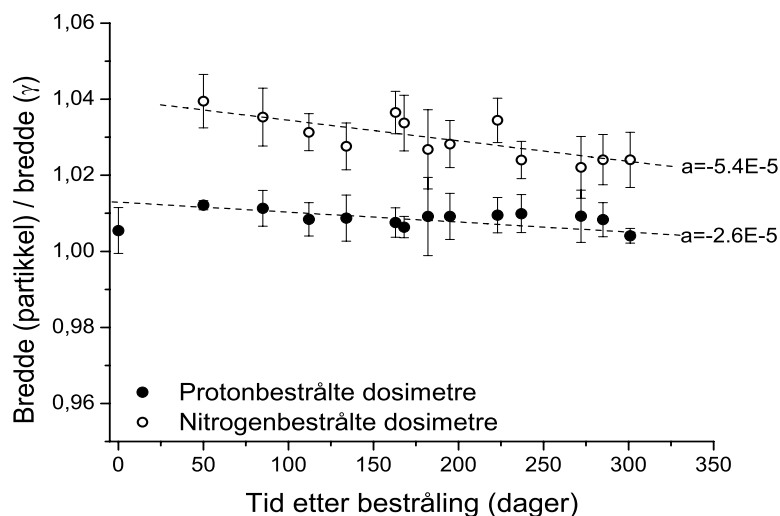
#### 4.9 Relativt signalhenfall mellom proton-, nitrogen- og $\gamma$ -bestrålte dosimetre

I signalhenfallsanalysen er det sett på parametrene peak-to-peak-verdi (PP-verdi) og linjebredde. Verdiene for de partikkelbestrålte Lifo-dosimetrene er sett relativt til tilsvarende verdier for de  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetrene. Dette er gjort fordi måleoppsettet ikke sto fast i løpet av tiden eksperimentet ble utført, og forskjeller i absolutte avlesninger kan derfor avhenge noe av måleoppsett i tillegg til variasjoner i dosimetersignalet. Resultatene er vist i figur 62 (PP-verdi) og figur 63 (linjebredde) og lineære regresjonslinjer er også tegnet inn. Figur 62 viser at PP-verdien for de protonbestrålte dosimetrene har en meget svak fallende tendens i forhold til  $\gamma$ -utslaget i løpet av hele måleperioden. Dosimetrene bestått med nitrogenioner viser en sterkere fallende tendens i forhold til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene over tid. For de protonbestrålte dosimetrene observeres et relativt signalhenfall på rundt 3% over observasjonsperioden (rundt 300 dager), mens for de nitrogenbestrålte dosimetrene er henfallet på rundt 7% for samme periode.

Figur 63 viser at linjebreddene til de protonbestrålte Lifo-dosimetrene er noe avtagende med tid sammenlignet med linjebreddene til de  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetrene i samme tidsrom. Samtidig observeres det en tydeligere fallende tendens i forholdet mellom linjebreddene til de nitrogenbestrålte og  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetrene over tid.



Figur 62: Relativ respons (mot  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -respons) for proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av tid etter bestråling (dager). De stiplede linjene representerer lineærregresjoner til datapunktene. Regresjonslinja er gitt ved  $y=ax+b$ , hvor  $a$  svarer til helningskoeffisientene som er innskrevet på figuren.



Figur 63: Relativ linjebredde (mot linjebredder for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre) for proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av tid etter bestråling (dager). De stiplede linjene representerer lineærregresjoner til datapunktene. Regresjonslinja er gitt ved  $y=ax+b$ , hvor  $a$  svarer til helningskoeffisientene som er innskrevet på figuren.





## 5 Diskusjon

Litium format monohydrat er et dosimetermateriale med relativt høy følsomhet og som gir dosemålinger med små usikkerheter. Dette gjør det til et egnet materiale for å gjøre gode og presise doseestimer [23]. Resultatene i denne oppgaven underbygger dette.

Denne oppgaven viser også tydelige forskjeller i ESR-signalet til Lifo for de ulike strålekvalitetene som er brukt. De klareste forskjellene er i linjebredde og doserespons for høy-LET-bestråling sammenlignet med  $\gamma$ -bestråling. I tillegg viser metningsanalysene at ESR-signalet fra dosimetrene bestrålt med de ulike strålekvalitetene har forskjellige metningsegenskaper. Disse analysene viser at Lorentzlinjebredden  $\Gamma_L$ , og dermed  $T_2$  relaksasjonstida, har blitt endret for de partikkelbestrålte dosimetrene i forhold til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Hva disse endringene skyldes, hvor sikre resultatene er og hvilke konsekvenser dette kan ha for dosimetri vil være tema for dette kapitlet.

### 5.1 Hovedtrekk ved observasjonene

#### 5.1.1 Doseresponsen

Figurene 33, 39 og 49 i resultatkapitlet viser at stigningstallet for doseresponskurvene til de partikkelbestrålte dosimetrene uten unntak ligger lavere enn stigningstallet for de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Det er likevel ingen tydelig forskjell i den eksperimentelle energiresponsen for elektroneksperimentet, noe som antyder at energiresponsen til elektronbestrålt Lifo er relativt uavhengig av elektronenergi. Dette får betydning for elektron-dosimetri der Lifo brukes, ved at korreksjonsfaktoren  $k_Q$  da nærmest kan neglisjeres i doseberegninger. I proton- og nitrogeneksperimentet viser resultatene samlet sett en reduksjon av Lifo-doseresponsen i forhold til  $\gamma$ -bestråling.

Forskjeller i doserespons forekommer fordi ulike strålekvaliteter har forskjellig vekselvirkningstverrsnitt i samme materiale. Høy-LET-bestråling vil også gi høyere ionisasjonstetthet i det bestrålte materialet enn det lav-LET-bestråling gir. Når ionene og radikalene ligger tettere vil det da kunne forventes flere rekombinasjoner i materialet ved høy-LET enn ved lav-LET-bestråling. Det totale radikalutbyttet (proporsjonalt med ESR-avlesningen) i dosimeteret etter høy-LET-bestråling kan altså bli lavere enn ved lav-LET-bestråling, selv om samme energimengde absorberes i dosimetret. Endringene i doseresponsen kan kompenseres for hvis man kjenner hvordan dosimetersignalet varierer for bestrålinger med ulike LET-verdier. Gjøres ikke disse korreksjonene vil man kunne feilberegne dosene som er gitt.

#### 5.1.2 Linjebredder

Nøytron- og nitrogenbestrålte dosimetre viser en tydelig linjeforbredning i forhold til de  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Elektroneksperimentet ble ikke analysert med hensyn til å finne endringer i linjebredde fordi strålingen har lav LET-verdi og ikke skiller seg nevneverdig fra referansestrålingen ( $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling). I protoneksperimentet kan det se ut som om de dosimetrene som er bestrålt med høyest LET-verdi ( $R_{res}=0.87 \text{ g/cm}^2$ ) har en liten

linjebreddeøkning relativt til bestrålinger med  $\gamma$ -stråling. Sammenligner man med de andre protonbestrålte dosimetrene, kan det imidlertid ikke trekkes noen klare konklusjoner fra dette eksperimentet alene. Det er særlig bestrålingspunktet etter 16 cm perspex som skiller seg fra trenden med økt linjebredde for økende LET-verdi. En følge av dette bruddet i trenden burde være å gjøre eksperimentet på nytt. Dette lot seg ikke gjøre grunnet mangel på tid og ressurser. Likevel viser metningsanalysen av de protonbestrålte dosimetrene etter 17 cm perspex ( $R_{res}=0.87 \text{ g/cm}^2$ ) en klar endring i  $T_2$ -relaksasjonstiden. Dette indikerer dermed endringer i dosimeteregenskapene til Lifo som følge av protonbestråling.

Økningen i linjebredde kan skyldes i hvert fall to ulike årsaker. En mulig årsak er at sammensetningen av radikaler i et høy-LET-bestrålt dosimeter er ulik sammensetningen i et  $\gamma$ -bestrålt dosimeter [66]. Radikalsammensetningen i en bestrålt prøve bidrar generelt til den totale linjeformen. Hvert radikal gir opphav til en resonans, slik at hovedsignalet representerer de ulike resonansene addert sammen. Feltposisjonen og intensiteten til den enkelte resonans vil påvirke linjeformen slik at den resulterende resonanslinja vanligvis ikke er symmetrisk. En annen årsak er at relaksasjonstidene kan være endret som følge av høy-LET-bestråling i forhold til lav-LET-bestråling.

Den første forklaringsmodellen ble dels undersøkt i lobebreddeanalysen. Her ble forholdet mellom lobebredde 1 og 2 undersøkt (se figur 25 side 45). Hvis produksjonen av et annet radikal enn hovedradikalet relativt sett økte for en annen strålekvalitet enn  $\gamma$ -stråling, ville det være sannsynlig at området rundt ett av ekstremalpunktene ville forbreddes mer enn rundt det andre ekstremalpunktet. Dette ville gitt utslag ved at forholdet mellom lobebreddene endret seg sammenlignet med signalet fra  $\gamma$ -bestrålte dosimetre. Lobebreddeanalysen ga ingen tydelige resultater som pekte i denne retning for proton- og nøytronbestrålte dosimetre, mens en svak økning i lobebreddeforholdet for nitrogenbestrålte dosimetre ble observert.

Videre er det foretatt simulering av Lifo-spekteret for  $\cdot\text{CO}_2^-$ -radikalet [67] der en g-tensor [27] og 8 forskjellige hyperfintensorer er brukt. Simuleringen bruker en Lorentzbredde som inngangsparameter. Da fullstendig informasjon om alle de uoppløste hyperfinkoblingene ikke foreligger, er dette er ikke den samme Lorentzbredde  $\Gamma_L$  som er brukt tidligere i oppgaven. Lorentzbredden som brukes i simuleringen (denne er 10-20 ganger større enn  $\Gamma_L$ ) varieres interaktivt slik at resultatet gir en linjebredde for Lifo-signalet som korresponderer med den eksperimentelt observerte. Resultatene av simuleringen viser at for en økning av Lorentzbredden fra 0.21 mT til 0.33 mT er  $\cdot\text{CO}_2^-$ -radikalet ansvarlig for en linjebreddeøkning på 3.4% og en liten økning i lobebreddeforholdet [67]. Økningen i lobebreddeforholdet kan kvalitativt brukes for å sannsynliggjøre at  $\cdot\text{CO}_2^-$ -radikalet alene er ansvarlig for linjebreddeøkningen som er eksperimentelt observert.

Den andre forklaringsmodellen på den observerte linjebreddeøkningen er endringer i relaksasjonstidene til radikalene. En endring i  $T_1$ -relaksasjonstida vil kunne gi en direkte endring i den totale linjebredden, men metningsanalysen gjort for dosimetrene bestrålt med de ulike strålekvalitetene viser imidlertid ingen tydelig endring i  $T_1$ -tiden.

En endring i  $T_2$ -relaksasjonstida kan imidlertid også gi en endring i linjebredden.  $T_2$ -relaksasjon skyldes spinn-spinn vekselvirkninger (se side 23), og en økt radikaltetthet vil intuitivt gi sterkere vekselvirkninger. Det vil igjen kunne gi lavere  $T_2$ -relaksasjonstid.

Økende Lorentzbredde,  $\Gamma_L$ , og dermed avtakende  $T_2$ -relaksasjonstid med økende LET-verdi, observeres for de eksperimentelle data i metningsanalysen. Ved en reduksjon av relaksasjonstidene (sterkere relaksasjonsprosesser) for partikkelbestrålte dosimetre i forhold til  $\gamma$ -bestrålte dosimetre vil ESR-signalet mettes senere [45], noe som også er observert i metningsanalysen.

Programmet ML\_FIT som er brukt i metningsanalysen behandler bare ett radikal, og i tilfeller der nye radikaler bidrar til endret linjeform vil programmet ikke kunne anvendes uten forbehold. I denne oppgaven er det antatt at hovedradikalet ( $\cdot\text{CO}_2^-$ ) i Lifo bidrar til de endringer i relaksasjonsegenskaper som observeres.

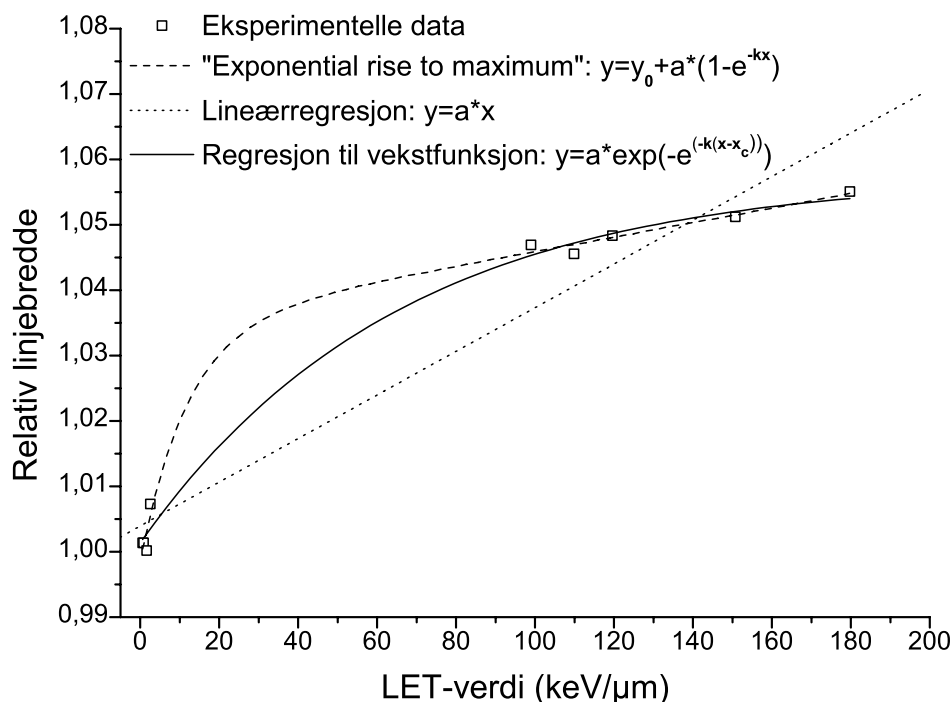
Metningsanalysen indikerte at  $\Gamma_G$  ikke endret seg ved bestrålinger med de ulike strålekvalitetene.  $\Gamma_G$  er Gausslinjebredden, og fremkommer som omhyllingskurven til resonansene med Lorentzform. Konvolusjonen av disse to linjeformene (med linjebreddene  $2\Gamma_G \sim 1.2$  mT og  $2\Gamma_L \sim 0.04$  mT) gir linjeformen til den totale resonansen som observeres (med linjebredden  $2\Gamma_{tot} \sim 1.5$  mT). Opphavet til  $\Gamma_G$  og det faktum at denne synes å være uforandret for de ulike strålekvalitetene er en sammensatt problemstilling som bunner ut i mikroskopiske egenskaper ved Lifo, og det vil være vanskelig å trekke slutninger fra dette.

Figur 57 (side 75) viser samlet linjebreddeøkning som funksjon av LET-verdi med logaritmisk LET-akse. Dette er gjort for å spre punktene rundt strålekvalitetene med lavest, og meget tettliggende, LET-verdier. Det kan se ut som om linjebreddeøkningen per LET-verdi blir mindre for høyere LET-verdier. Resultatene i denne oppgaven indikerer på den måten at linjebreddeøkningen kan nå et metningspunkt. Figur 64 illustrerer tre forskjellige regresjonsmuligheter av linjebreddedataene for de proton- og nitrogenbestrålte dosimetrene. Regresjonsmodellene som er valgt i tillegg til lineærregresjon er "exponential rise to maximum" (en funksjon som øker raskt og så flater ut) og en vekstfunksjon (en sigmoidlignende funksjon som starter på et nivå, stiger gradvis raskere mot et vendepunkt, for så å gå mot et nytt terskelnivå). Det observeres at regresjonen av typen "exponential rise to maximum", eventuelt regresjonen til den sigmoidlignende funksjonen (vekstfunksjonen), synes å være bedre enn lineærregresjonen. Nye protoneksperimenter samt eventuelle andre eksperimenter med LET-verdi fra 5-100 keV/ $\mu\text{m}$  kan gi viktig informasjon om hvilken regresjonsmodell som er best.

### 5.1.3 Statistisk sikkerhet av observert linjebreddeøkning

For å undersøke om to observerte fordelinger er signifikant forskjellige kan ulike modeller brukes. En meget enkel modell er å undersøke om fordelingene overlapper innenfor to standardavvik ( $\sigma$ ) fra hver sine respektive middelerverdier (med tilhørende  $\sigma$ ). Da antas det at begge fordelinger er normalfordelt. Brukes denne modellen vil linjebreddefordelingen av de nøytronbestrålte Lifo-dosimetrene være signifikant forskjellig fra fordelingen av  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre, mens ingen av de andre linjebreddefordelingene vil oppfylle dette kriteriet.

I forhold til nøytroneksperimentet avviker midlere linjebredde til alle de nitrogenbestrålte dosimetrene mer fra midlere linjebredde til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetre. Standard-



Figur 64: Ulike regresjoner av dataene for relative linjebredder fra proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre som funksjon av LET-verdi.

avviket i en enkeltmåling er imidlertid større for linjebreddene i nitrogeneksperimentet enn i nøytroneksperimentet. De store standardavvikene i nitrogeneksperimentet skyldes blant annet at linjebreddene som betegner de nitrogenbestrålte dosimetrene tilhører fem forskjellige effektive LET-verdier. Disse linjebreddene har derfor en innbyrdes forskjell i tillegg til forskjellen relativt til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrenes linjebredde. I nitrogeneksperimentet fremkommer det også en innbyrdes forskjell mellom dosimetrene med 1 og 2 mm høyde. Dette blir kommentert senere i dette kapitlet.

Både nøytron- og nitrogeneksperimentet viser at midlere linjebredde til de partikkelbestrålte dosimetrene tydelig har økt i forhold til midlere linjebredde til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Standardavviket i middelverdien,  $\sigma_m = \sigma / \sqrt{n}$ , er betydelig mindre enn i enkeltmålinger, da datamaterialet består av en betydelig mengde målinger. Økningen i midlere linjebredde både for nøytron- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre i forhold til  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre er dermed signifikant.

Sammenfattes alle resultater, viser metningsanalysen dessuten tendenser i endringene av de mikroskopiske dosimeteregenskapene ved eksponering av ulike strålekvaliteter. Tendensene viser økende linjebredde for økt LET-verdi og bekrefter slik den observerte linjebreddeøkningen.

## 5.2 Energirespons

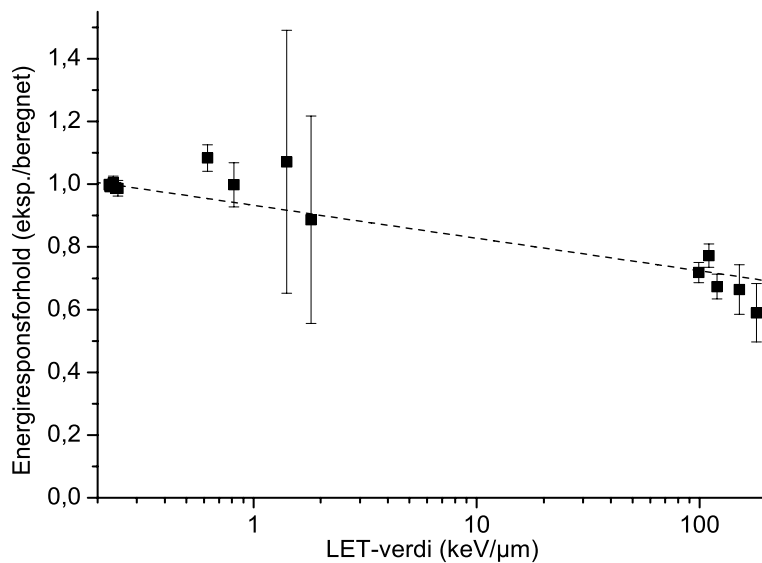
### 5.2.1 Monte Carlo-beregninger av elektronenergiresponsen

I denne oppgaven er Monte Carlo-beregninger sammenlignet med eksperimentelle data for elektronenergiresponsen til Lifo. Resultatene viser godt samsvar, selv om den Monte Carlo-beregnete energiresponsen er litt høyere enn den eksperimentelle energiresponsen. Monte Carlo-beregninger er i utstrakt bruk innen for eksempel doseplanlegging, og viser stor overenstemmelse med eksperimentelt beregnede doser når simuleringsoppsettet svarer til det eksperimentelle oppsett [68]. Monte Carlo-beregningene i denne oppgaven kan i så måte fungere som en kvalitetssikring av de eksperimentelle resultatene, og eksperimentelle trender i forskjellene mellom de ulike elektronstrålekvalitetene fanges i stor grad opp av simuleringene (se figur 36 side 58). Likeså vil de små forskjellene mellom simulerte bestrålinger av Lifo-dosimetre i PMMA (perspex), vann og polystyren (figur 37 side 58) styrke elektroneksperimentets resultater, siden bestrålingene ble foretatt i perspex (og ikke i den anbefalte standarden vann [4]). Elektronresultatene peker mot at energiresponsen til Lifo-dosimetre er nær uavhengig av elektronenergi, og den midlere energiresponsen fra Monte Carlo-simuleringer og elektroneksperimentet er  $0.99 \pm 0.02$ . Videre er den samlede energikorreksjonsfaktoren  $k_{Q,Q_0}$  (faktoren er her generalisert fra formalismen i TRS-398, 2001 [4], omtalt side 37) fra både Monte Carlo-beregningene og de eksperimentelle dataene beregnet til  $k_{Q,Q_0}=1.01 \pm 0.02$ , hvor  $Q$  betegner et elektronfelt og  $Q_0$  betegner  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling. Dette er samme verdi som beregnes ved Bragg-Gray kaviteteori (side 17), men med større standardavvik enn det kaviteteoriberegningene gir.

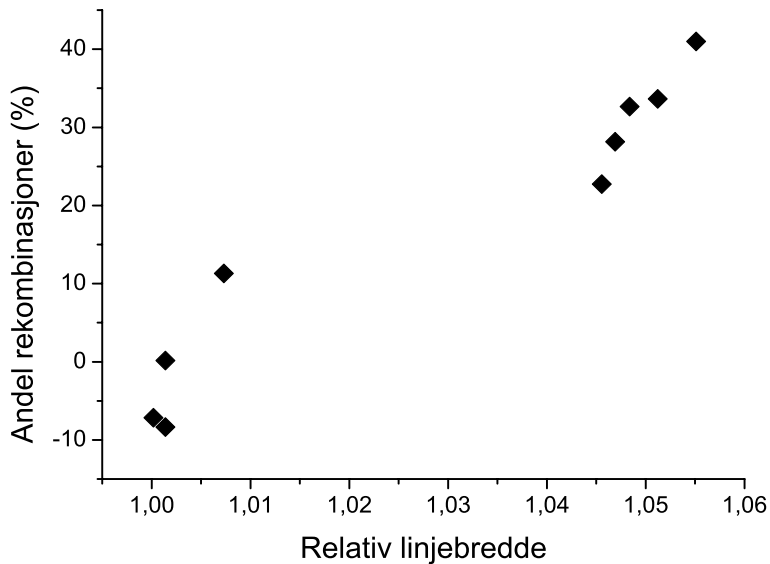
### 5.2.2 Energirespons og rekombinasjoner

Siden arealet under absorpsjonskurva er direkte proporsjonalt med antall radikaler i prøven, vil en endring i linjebredde gi utslag i doseresponsen når PP-verdien brukes i analysen. Hvis linjebredden øker, vil det kunne resultere i et større areal per PP-verdi. Dette vil gi inntrykk av et litt lavere utbytte enn det som er reelt (da arealet er proporsjonalt med den reelle radikalmengden). Resultatene viser at doseresponsen er lavere for de nitrogenbestrålte dosimetrene, både når PP-verdi og areal benyttes. PP-analysen gir en gjennomsnittlig energirespons på 0.65, mens arealanalysen gir 0.71 (begge verdier er et gjennomsnitt for alle nitrogenstrålekvaliteter). Siden energiresponsen er definert som forholdet mellom doseresponsene fra bestråling med strålekvaliteten av interesse og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestråling (ligning 24 side 17) vil dette si at av en reduksjon i PP-doserespons på 35% for nitrogenbestrålte i forhold til  $\gamma$ -bestrålte dosimetre, kan linjeforbredningen forklare rundt en femtedel av denne reduksjonen.

Energiresponsen kan også beregnes ved stopping power-forholdet mellom bestråling av dosimeter og vann for den aktuelle strålekvalitet dividert på  $(\frac{\mu_{en}}{\rho})$ -forholdet til dosimeter og vann for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestråling (ligning 24 side 17). Resultatene for energiresponsen til de proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetrene (figur 41 og 50) viser at den beregnede energiresponsen i protoneksperimentet ikke fanger opp trender i de eksperimentelle dataene, mens et sammenfall av trender observeres i nitrogeneksperimentet.



Figur 65: Forholdet mellom eksperimentelt bestemt og beregnet energirespons som funksjon av LET-verdi for elektron-, proton- og nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre. Den stiplede linja representerer resultatet av en logaritmisk regresjon til alle datapunktene.



Figur 66: Prosentvise rekombinasjoner (av produserte radikaler) som funksjon av relativ linjebredde for strålekvalitetene i proton- og nitrogeneksperimentet.

Forholdet mellom den eksperimentelle og den beregnede energiresponsen gjenspeiler fraksjonen av gjenværende radikaler i dosimetrene i forhold til hva som forventes ut fra stopping power-forholdene. Dette vil altså gi et mål på antall radikaler som ikke har rekombinert. Figur 65 illustrer dette forholdet som funksjon av LET-verdi for dosimetre bestrålt med elektroner, protoner og nitrogenioner. Resultatene viser at bortimot 30% av radikalene dannet ved nitrogenbestråling av dosimetrene har rekombinert i forhold til i de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene, mens ingen tydelig endring observeres for de protonbestrålte relativt til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene.

Figur 66 viser prosentvise rekombinasjoner (fra forventet produserte radikaler) som funksjon av relativ linjebredde. Resultatene er fra proton- og nitrogeneksperimentet og viser observerte tendenser i sammenhengen mellom økning av linjebredde og økning i energikorreksjonsfaktor (som vil være nært relatert til andel rekombinasjoner), selv om resultatene fra protoneksperimentet ikke viser klare tendenser.

### 5.2.3 Teori for radiell doseavsetning

Det er utledet en analytisk teori for radiell doseavsetning for tunge ladde partikler [69, 70]. Denne modellen baserer seg på Rutherfords formel for  $\delta$ -strålingsdistribusjon og ble utviklet av Chunxiang et al., 1985 [71]. Metoden brukes for å finne dosen som avsettes i et sylindrisk skall med tykkelse  $dt$  og radius  $t$  rundt et høyenergetisk ion i materie. Dosen i en avstand  $t$  radielt ut fra partikkelsporet er gitt ved

$$D(t) = \frac{Ne^4 Z^{*2}}{\alpha mc^2 \beta^2 t} \left[ \frac{(1 - \frac{t+\theta}{T+\theta})^{\frac{1}{\alpha}}}{t + \theta} \right] \quad (46)$$

Ionet har en effektiv ladning  $Z^*$  gitt ved

$$Z^* = Z(1 - e^{-125\beta \cdot Z^{-\frac{2}{3}}}) \quad (47)$$

hvor  $Z$  er ladningen til ionet og  $\beta$  er den relative hastigheten (definert i likning 12 side 12).  $N$  er antall elektroner per  $\text{cm}^3$  i materialet av interesse,  $m$  og  $e$  er elektronets hvilemasse og ladning mens  $c$  er lysets hastighet i vacuum.  $\alpha$  er valgt slik at for  $\beta < 0.03$  er  $\alpha = 1.079$  og for  $\beta > 0.03$  er  $\alpha = 1.667$ . Parameteren  $\theta$  er definert ved [71]

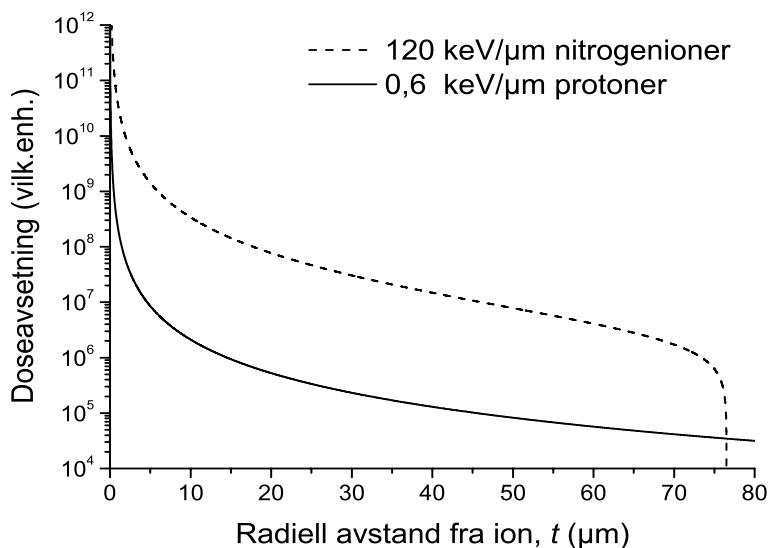
$$\theta = k(0.010\text{keV})^\alpha \quad (48)$$

hvor  $k = 6 \cdot 10^{-6} \text{g/cm}^2 \text{keV}^{-\alpha}$ . Parameteren  $T$  er definert ved [71]

$$T = kW^\alpha \quad (49)$$

hvor  $W$  er grensen for maksimal kinetisk energi gitt  $\delta$ -stråler (sekundære elektroner) [71, 33]

$$W = \frac{2mc^2\beta^2}{1 - \beta^2} \quad (50)$$



Figur 67: Doseavsetning for et 163 MeV proton og et 539 MeV nitrogenion i Lifo som funksjon av avstand  $t$  fra partikkelens kjerne.

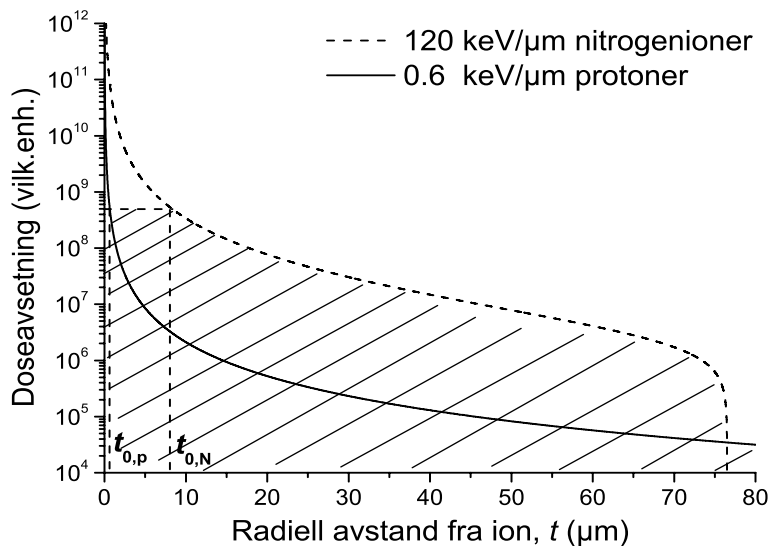
$D(t)$  finnes i enheten  $\text{eV}/\mu\text{m}^3$ , og betegner da avsatt energi per volum. Dette vil være proporsjonalt med antall radikaler per volum, eller radikaltettheten, forutsatt at ingen rekombinasjoner finner sted.

Figur 67 viser  $D(t)$  for et proton ( $E=163 \text{ MeV}$ ) og et nitrogenions ( $E=539 \text{ MeV}$ ) radielle doseavsetning i Lifo. Dosen betegner avsatt energi i et tynt, sirkulært skall med radius  $t$ , tykkelse  $dt$  og lengde  $L$  med volum  $dV=2\pi t dt L$ . For et proton er den radielle doseavsetningens rekkevidde rundt  $900 \mu\text{m}$ , mens bare  $80 \mu\text{m}$  illustreres i figuren.

I denne oppgaven er det funnet at i protonbestrålte Lifo-dosimetre avleses rundt 30% flere radikaler enn i nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre ved samme dose. Dette er tolket til at ved nitrogenbestråling av Lifo-dosimetre vil rundt 30% flere radikaler (eller ioner) som dannes rekombinere umiddelbart sammenlignet med protonbestrålte Lifo-dosimetre. Man kan så tenke seg at initielt dannede radikaler eller ioner som produseres tettere hverandre enn en innbyrdes avstand  $r_0$  vil rekombinere. Denne avstanden  $r_0$  tenkes å svare til en bestemt radikaltetthet. Figur 68 illustrerer at samme radikaltetthet tilsvarer to forskjellige radielle avstander  $t$  fra et proton og et nitrogenion.

Antas en nedre grense for radikaltetthet (relatert til  $r_0$ ) som gir rekombinasjoner, kan de avmerkede  $t_{0,p}$  og  $t_{0,N}$  finnes. Det antas videre at det i alle områder av dosimetret hvor radikaler (og ioner) er lokalisert tettere enn en innbyrdes avstand  $r_0$ , vil foregå rekombinasjoner slik at resulterende innbyrdes avstand mellom gjenværende radikaler blir  $r_0$ . Slik vil integralet over volumet i områdene fra  $t = t_0$  til  $t \rightarrow \infty$  og et rektangel fra  $t = 0$  til  $t = t_0$  avmerket på figuren betegne alle radikaler som ikke har rekombinert. Hele området





Figur 68: Illustrasjon av hvordan samme radikaltetthet som følge av et 163 MeV proton og et 539 MeV nitrogenions radielle doseavsetning i Lifo svarer til ulike radielle avstander  $t$ . Det skraverte området betegner gjenværende radikaler etter rekombinasjoner.

som integreres er skravert i figur 68.

Siden  $D(t) = \frac{d\epsilon}{dV}$ , der  $d\epsilon$  betegner avsatt energi, vil integralet over volumet bli

$$\int \frac{d\epsilon}{dV} dV = \int D(t) dV = \int D(t) 2\pi t dt L = 2\pi L \int D(t) t dt$$

Det integrerte området vil altså være proporsjonalt med den totale ESR-avlesningen, og skal slik være 30% høyere for protoner enn for nitrogenioner. Fra likning 22 side 15:

$$D = \Phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_c$$

kan forholdet mellom partikkelfluksen for de to ulike ionene finnes når samme dose til et dosimeter gis. Dette forholdet i stopping power for de to partiklene i Lifo gir at det må sendes inn 175 ganger så mange protoner som nitrogenioner for å oppnå samme dose. Hvis  $t_0$  finnes slik at dette kriteriet oppfylles, vil en ha antydning en minste radiell avstand fra ione-sporene hvor de initielle radikalerne kan produseres uten at rekombinasjoner forekommer. Denne modellen antar at hele doseavsetningen fra en partikkel foregår i dosimeteret og at alle partikkelspor ligger uavhengig av hverandre, slik at radikaler dannet fra ulike innsendte partikler ikke innvirker på hverandre.

Det ble foretatt interaktive analyser for å finne den nedre grensa for radikaltetthet som ga rekombinasjoner. Analysene ga  $t_{0,p} = 0.65 \mu\text{m}$  og  $t_{0,N} = 8.27 \mu\text{m}$ . Det vil si at det foregår

initielle rekombinasjoner i en avstand  $t$  som er over ti ganger større ut fra sporet til et  $N^{7+}$ -ion (539 MeV) enn ut fra sporet til et proton (163 MeV). For nitrogenionene tilsvarer avstanden rundt 10% av den radielle rekkevidden til doseavsetningen, mens for protonene tilsvarer det 0.7‰.

### 5.2.4 Sammenligninger mellom Lifo og alanin

Energiresponsen til alanin er funnet for mange forskjellige strålekvaliteter med ulik LET-verdi, blant annet av Olsen et al., 1990 [72]. Her kalles energiresponsen *Relative Effectiveness* (RE), men definisjonen er den samme som energiresponsen brukt i denne oppgaven [73]. En del av verdiene som er funnet har relativt store usikkerheter (opp mot 20%). Ved å se på forholdet mellom den eksperimentelle og den teoretiske energiresponsen funnet ved enkel kaviteteori, vil man finne et mål på andelen rekombinasjoner. Dette er gjort for Lifo i kapittel 5.2.2 og det er funnet at det ved en LET-verdi på rundt 100 keV/ $\mu$ m forekommer rundt 30% flere rekombinasjoner umiddelbart etter nitrogenbestråling sammenlignet med  $\gamma$ -bestråling. Den teoretiske energiresponsen for nitrogenioner i Lifo ligger nær 1 ( $1.04 \pm 0.11$ ) og tilsvarende gjelder for tungionebestråling av alanin. Det betyr at RE-verdiene funnet av Olsen et al. [72] skulle kunne brukes til å estimere antall rekombinasjoner i alanin som funksjon av LET-verdi. Ekstrapoleres disse RE-verdiene til en LET-verdi på 100 keV/ $\mu$ m, finnes en RE-verdi på rundt 0.5. Dette betyr at rundt 50% av radikalene rekombinerer i alanin. Sammenlignet med Lifo ser det da ut som om det forekommer betydelig flere rekombinasjoner i alanin ved eksponering for strålekvaliteter med samme LET-verdi.

Radikalmengden i et dosimeter er proporsjonalt med arealet under ESR-absorpsjonskurven. Ved å integrere ESR-spektra avlest fra Lifo og fra alanin kan en finne forholdet mellom antallet radikaler i de to prøvene. Dette er gjort for 20 Gy  $\gamma$ -bestrålte Lifo- og alanin-dosimetre (resultater ikke vist) og avlesningen ble gjort ved mikrobølgeeffekt som tilsvarer halvparten av maksimal intensitet på metningskurven (ved stigende metningskurve); 2.44 mW for Lifo og 0.77 mW for alanin. I tillegg ble en antatt optimal modulasjonsamplitude brukt (0.3 mT for Lifo og 0.1 mT for alanin). Opptakstid og opptaksbredde var det samme for begge, mens tidskonstanten var ulik. Begge opptak ble skalert mot en referanseprøve (Bruker Strong Pitch, 1103D143) avlest med de samme parametre<sup>9</sup>.

Forholdet som ble beregnet er gitt ved

$$\left( \frac{\frac{A_{Lifo}}{m_{Lifo}}}{\frac{A_{alanin}}{m_{alanin}}} \right) \cdot \left( \frac{A_{SPLifo} \cdot 3}{A_{SPalanin}} \right) \quad (51)$$

hvor arealet for dosimetrene er dividert på de respektive massene (alanin inneholder 20% bindemiddel).  $A_{SPalanin}$  er arealet av "Strong Pitch"-prøven avlest med alanin-parametre,

---

<sup>9</sup>Linjebredden til denne prøven er omtrent som for alanin. En modulasjonsamplitude på 0.3 mT kunne derfor ikke brukes, og 0.1 mT ble brukt som referanse for Lifo. Arealet ble deretter multiplisert med 3, noe som er antatt tilsvarer et omtrentlig areal som ville observeres uten linjeforvrenging.

mens  $A_{SPLifo}$  er arealet av samme prøve avlest med Lifo-parametre (ulik modulasjons-amplitude).

Forholdet, som gir et estimat på det relative antallet radikaler mellom de to forskjellige dosimetrene, ble 0.67, noe som antyder at det i alanin observeres 50% flere radikaler enn i Lifo for samme dose. Det at opp mot halvparten av de initielt dannede radikalene eller ionene rekombinerer umiddelbart i bestrålt alanin, mot en tredjedel for Lifo, kan skyldes at det totalt sett produseres mange flere radikaler ved bestråling av alanin enn det gjøres i Lifo.

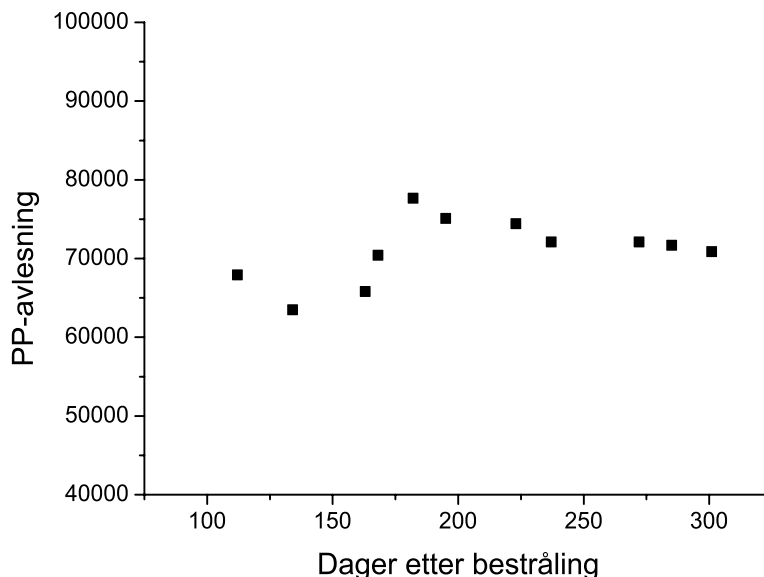
Strålekjemisk utbytte,  $G(X)$ , i et materiale  $X$  av interesse, er et mål på antall partikler som endres, ødelegges eller produseres per 100 eV avsatt energi [74]. Forholdet mellom strålekjemisk utbytte i Lifo og alanin vil også kunne være et estimat på forholdet mellom radikalproduksjonen i de to dosimetermaterialene.  $G(X)$  er funnet til verdien  $3.2 \pm 0.3$   $(100 \text{ eV})^{-1}$  for Lifo [75, 76] og  $4$   $(100 \text{ eV})^{-1}$  for alanin [76, 77]. Dette gir et forhold på 0.8, som er noe høyere enn det som ble eksperimentelt funnet i denne oppgaven. Det kan være flere årsaker til dette, både at strålekjemisk utbytte ikke trenger å være direkte proporsjonalt med antall radikaler i prøven og at usikkerheten i  $G(X)$  kan være stor. I tillegg var prøvene som ble analysert i dette tilfellet over et år gamle, så ulik fading kan spille en rolle.

### 5.3 Fading

Fading i ESR-sammenheng er tap av ESR-signal som kan skyldes en reduksjon av antall radikaler i en bestrålt prøve over tid. Reduksjon av antall radikaler kan igjen skyldes rekombinasjoner. Tidligere i denne oppgaven er rekombinasjoner av radikaler eller ioner umiddelbart etter bestråling omtalt. Signalhenfall over tid kan imidlertid skyldes *sekundære* rekombinasjoner, en prosess som foregår kontinuerlig over tid ved at radikaler kan rebinere med nærliggende radikaler.

Det er ikke tidligere gjort noe komplett, systematisk fadingstudie på Lifo. I denne oppgaven er det sett på det relative signalhenfallet (partikkelbestrålte i forhold til  $\gamma$ -bestrålte dosimetre) og hvordan de avleste linjebreddene varierer over tid. Det ble observert en svakt fallende tendens med tiden i det relative PP-forholdet mellom partikkel- og  $\gamma$ -bestrålte dosimetre. For de nitrogenbestrålte dosimetrene var det en klarere fallende tendens enn for de protonbestrålte dosimetrene. Ved bestrålinger som gir høy radikaltetthet i dosimetret, vil sannsynligheten for sekundære rekombinasjoner være større enn ved lav radikaltetthet, da flere radikaler befinner seg i områder med høy radikaltetthet etter de umiddelbare rekombinasjonene. Det synes altså at i det tidsrommet eksperimentene varte har en del flere radikaler rebinert i nitrogenbestrålte prøver enn i proton- og  $\gamma$ -bestrålte prøver.

Ellers fremgår det av resultatene at det absolutte signal (avlesningen av PP-verdien) ikke viste bekymringsverdig fading i løpet av henfallseksperimentet. Kaviteten har blitt montert og demontert for hvert deleksperiment, og noe av støttesystemet for dosimeterplasseringen i kaviteten har blitt endret mellom noen av deleksperimentene. Likevel ville en betydelig svekking av signalet latt seg spore i avlesningen fra gang til gang - noe som ikke lar seg gjøre. Figur 69 illustrerer den absolutte avlesningen for et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt



Figur 69: Absolutt PP-verdi for et 20 Gy  $\gamma$ -bestrålt Lifo-dosimeter som funksjon av tid etter bestråling.

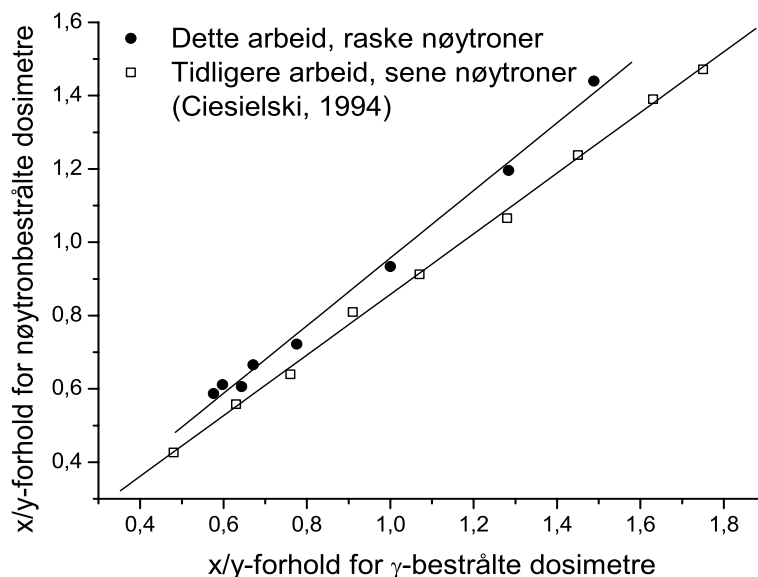
dosimeter som funksjon av tid, for avlesningene etter dag hundre<sup>10</sup>. Figuren viser at radikalene i Lifo er relativt stabile. Variasjonene mellom dag 100 og 180 skyldes optimalisering av støttesystem, noe som ga svakt høyere intensitet. Fra dag 180 ble støttesystemet ikke endret.

Linjebreddestudiet viser at forskjellen i linjebredde mellom nitrogenbestrålte og  $\gamma$ -bestrålte dosimetre avtar svakt med tid. De protonbestrålte dosimetrene viser svakere tegn til endringer i relativ linjebredde enn de nitrogenbestrålte dosimetrene. Den sterkere fallende tendensen for de nitrogenbestrålte dosimetrene kan igjen skyldes flere sekundære rekombinasjoner. Det vil igjen si at det observeres en mulig tendens til at effektene som gir økt linjebredde gradvis svekkes. Hvis disse effektene skyldes økt midlere radikaltetthet, vil det være naturlig at sekundære rekombinasjoner resulterer i lavere midlere radikaltetthet. Det skal likevel understrekes at det ti måneder etter beståling ble observert en fortsatt klar linjebreddeforskjell mellom de nitrogenbestrålte og de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene.

## 5.4 Anvendelser av alanin og Lifo til LET-analyse

Resultatene i denne oppgaven viser at ESR-signalet til Lifo-dosimetrene varierer ved eksponering for ulike LET-verdier. Det kan derfor være interessant å undersøke om Lifo kan

<sup>10</sup>De første tre avlesningene er ikke illustrert da utslaget ble normalisert i disse delekperimentene og avlesningene er derfor ikke sammenlignbare med de andre.



Figur 70: x/y-forholdet for nøytronbestrålte alanindosimetre som funksjon av x/y-forholdet for  $\gamma$ -bestrålte alanindosimetre. Sammenligning mellom dette arbeid (raske nøytroner) og tidligere resultater [31] (sene nøytroner).

brukes som en LET-indikator. Alanins ESR-signal viser også endringer med økende LET-verdi [31, 61]. Linjebreddeøkningen for alanindosimetre, i forhold til Lifo-dosimetre, som følge av nøytronbestråling synes å være liten. Der Lifo-dosimetrene viste en linjebreddeøkning på  $(4.4 \pm 0.8)\%$  for nøytronbestråling i forhold til  $\gamma$ -bestråling, viser alanindosimetrene en økning på  $(1.7 \pm 1.5)\%$ . Dette indikerer at hvis linjebreddeeffekter skal kunne brukes som LET-indikator, vil det være lettere å arbeide med Lifo-dosimetre enn med alanindosimetre. I tillegg har Lifo et enklere spekter å analysere enn alanin, noe som vil kunne påvirke presisjonsnivået for målingene.

Skal metningsanalyser kunne brukes som LET-indikator, er det flere ulike metoder som kunne tenkes benyttet. I resultatene for nøytronbestrålte alanindosimetre er en metode som anvender forholdet mellom intensitetene til to topper i sentralresonansen (x/y-forholdet) vist. Figur 70 viser at stigningsgraden for x/y-forholdet ved nøytronbestråling plottet mot det samme forholdet ved  $\gamma$ -bestråling avviker fra 1. I et tidligere arbeid med sene nøytroner (gitt 704 Gy) lå stigningsgraden på  $(0.83 \pm 0.01)$  (Ciesielski, 1994 [31]), mens stigningen funnet i dette arbeidet (med raske nøytroner, 20 Gy) var  $(0.92 \pm 0.03)$ . Forskjellen mellom dosene gitt skal ikke være problematisk, da doseresponsen til alanin ikke avviker nevneverdig fra en lineær respons for doser under 10 kGy [78, 79]. Alanindosimetre viser forskjellige metningsforløp for bestråling med ulike LET-verdier. Stigningstallet til regresjonskurvene for de to x/y-forholdene plottet mot hverandre avtar med økende LET-

verdi (sene nøytroner vil ha en betydelig høyere LET-verdi enn raske nøytroner [59]). Dette stigningsforholdet kan brukes som en LET-indikator - jo lavere stigningsforhold, desto større LET-verdi indikeres.

For både Lifo og alanin kan en fullstendig metningsanalyse foretas, tilpasninger kan gjøres og parametre som  $P_0$ ,  $\Gamma_L$  og relaksasjonstider finnes. Dette vil kunne gi mer kvantitative indikasjoner på LET-verdi enn linjebreddeanalyse. Istedet for en fullstendig metningsanalyse kan også PP-forholdet ved to mW-settninger bestemmes, henholdsvis en tidlig og en sent i metningsforløpet. Dette vil kunne gi en indikasjon på metningsgraden, og dermed også LET-verdien - da høy-LET-bestråling vil gi et endret metningsforløp i forhold til lav-LET-bestråling.

For bestrålinger med tilstrekkelig høye LET-verdier vil radikalene ligge så tett at en høyere radikaltetthet ikke kan oppnås. Da vil ikke relaksasjonstidene kunne reduseres ytterligere grunnet flere radikalvekselvirkninger (spinn-spinn vekselvirkninger) når LET-verdien økes. Økningen i LET-verdi vil dermed ikke kunne gi ytterligere endringer i linjebredde. Dette vil altså gi en slags "metning" av linjebredden. LET-indikasjon der linjebreddeendringer brukes vil dermed ikke kunne anvendes for ekstreme LET-verdier. Figur 64 (side 84) antyder denne "linjebreddemetningen", som omtalt tidligere i dette kapitlet. I alanin vil trolig en tilsvarende "metning" finne sted, uten at dette har blitt kvantifisert.

Skal disse ulike metodene vurderes opp mot hverandre, synes en linjebreddeanalyse å være mest tidsbesparende. Her vil kun *ett* sett ESR-parametre, og *en* avlesning fra spekteret være tilstrekkelig. Indikasjoner i denne oppgaven underbygger at linjebreddene til høy-LET-bestrålte Lifo-dosimetre (økning på  $(4.4 \pm 0.8)\%$ ) vil være lettere å skille fra linjebreddene til  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre, enn tilsvarende for alanindosimetre (økning på  $(1.7 \pm 1.5)\%$ ).

Linjebreddeanalyse inneholder en del usikkerheter. Det kan derfor være en fordel å kombinere resultatene med en form for metningsanalyse. Metoden som bruker PP-forholdet mellom to mW-settninger synes å være best hvis tidsaspektet skal veie tyngst. Da må to opptak utføres, og linjebreddene kan analyseres for den laveste mW-settingen.

Foretrekkes en fullstendig metningsanalyse, vil både alanin og Lifo kunne brukes. Metningsanalysen av alanin forutsetter to avlesninger (x,y) per spekter. Dette kan vise seg å være en utfordring, da det var vanskelig å posisjonsbestemme satelittoppene for noen mW-settninger. Et eksempel på dette illustreres i figur 46 (side 65) der posisjonen til høyfelt-satelittoppen til sentralresonanslinja ikke er tydelig.

Metningsanalyse av Lifo kan gjøres uten tilpasning, men for mer kvantitative resultater vil en tilpasning ved ML\_FIT foretrekkes. Metningsanalyser av alanin ved tilpasning i ML\_FIT er også mulig. Alanin har imidlertid et mer komplisert spekter enn Lifo, og siden analysene gjøres for en enkeltresonans, vil informasjon også være vanskeligere tilgjengelig for alanin enn Lifo. ML\_FIT er dessuten et lite tilgjengelig program, og må gjøres betydelig mer brukervennlig for å kunne tas i videre bruk.

En annen forenklet modell er beskrevet av Sagstuen et al., 1997 [80] og i læreboken av Lund og Shiotani, 2003 [45]. Dette er også en modell som bestemmer  $P_0$ , samt en  $\alpha$ -faktor som illustrerer hvor nær Gauss- eller Lorentzform absorpsjonskurven ligger. Forenklingene som ligger til grunn for denne modellen var imidlertid ikke passende for denne oppgaven.

## 5.5 Usikkerhetsmomenter

I denne oppgaven er det benyttet metoder som ikke var evaluert før start. Det betyr at en del av arbeidet har gått ut på å fastlegge metoder. Blant annet ble SuperX kaviteten valgt først, fordi den skulle ha veldig høy sensitivitet og andre fordelaktige egenskaper. I løpet av eksperimentene ble det funnet at denne kaviteten også var meget sensitiv for et støttesystem som ville sørge for reproducerbar dosimeterplassering. Metningsanalysene gjort med denne kaviteten viste i tillegg noen diskontinuiteter for høye mikrobølgeeffekter. Av den grunn er nøytron- og nitrogeneksperimentet tatt opp i både SuperX kaviteten (da uten støttesystem) og i dobbelkaviteten (med støttesystem). For de to andre eksperimentene har kun dobbelkaviteten blitt benyttet.

Det er viktig å poengtere at konklusjonene i denne oppgaven ikke er avhengig av hvilken kaviteten som er benyttet.

### 5.5.1 Kavitetsvalg

Kavitetsvalget kan bety mye for kvaliteten til ESR-spektrene. Hvis en kaviteten er veldig følsom kan den gi et meget tydelig signal selv ved lave doser, men denne følsomheten kan være et problem i forhold til reproducerbarhet. Små endringer i plassering av prøverør og prøve kan gi betydelige utslag i måleresultatene [81, 82]. I disse eksperimentene er det brukt tre forskjellige kaviteter, og alle har sine fordeler og ulemper.

Nøytron og nitrogenresultatene er hentet fra den første eksperimentserien, der SuperX-kaviteten ble benyttet. Disse eksperimentene ble også gjort i dobbelkaviteten, men det ble valgt å bruke de første resultatene siden de representerte tallmaterialet som tidsmessig lå nærmest bestrålingene. Da eksperimentene i SuperX-kaviteten var foretatt uten støttesystem, ble valget med å presentere resultatene også tatt på bakgrunn av arbeidet utført av M. Anton, 2005 [81], hvor det uttrykkes at SuperX-kaviteten er mindre sensitiv med hensyn til prøveplassering enn standardkaviteten. I tillegg var det viktig at vilkårlige usikkerheter med hensyn til varierende prøveplassering (variasjonene i vertikal prøveplassering vil være i størrelsesorden 1 mm) ikke ville rokke ved de systematiske endringene som var observert. Linjebreddeøkning og doserespons for partikkelbestrålte dosimetre ble sett relativt til  $\gamma$ -bestrålte dosimetre og avlest i samme kaviteten med samme prøveposisjon.

Alle andre eksperimenter, utenom metningseksperimentet, ble avlest i dobbelkaviteten. I denne kaviteten var det mulig å sette opp et støttesystem som sikret reproducerbar plassering både vertikalt og horisontalt.

Standardkaviteten ble valgt til metningseksperimentet da ingen av de to andre kaviteter ga tilfredsstillende metningskurver. Dobbeltkaviteten ga ikke en metningskurve som kom over metningspunktet og superkaviteten ga som nevnt diskontinuiteter i metningskurven ved visse mikrobølgeeffekter. Standardkaviteten, brukt uten standarddempning av mikrobølgeeffekten, ga derimot tilfredsstillende metningskurver. Metningsresultatene skal i prinsippet ikke påvirkes av hvilken kaviteten som brukes, så lenge det brukes en tilhørende kavitetsavhengige konverteringsfaktor  $K$  (side 25) i utregningen av de ulike parametrene som finnes [83]. Det vil imidlertid være usikkerheter tilknyttet denne  $K$ -faktoren.

### 5.5.2 Bakgrunnssignal

Bakgrunnssignalet i kaviteten er ESR-signalet som avleses uten prøve (men med støttesystem). Med et ubestrålt dosimeter i kaviteten avleses bakgrunnssignalet fra dosimetret inkludert bakgrunnssignal fra kaviteten og støttesystem. Det er ikke observert noen tydelige endringer mellom disse to bakgrunnssignalene, noe som kan tyde på at bakgrunnssignalet fra kun dosimetret er ubetydelig. Bakgrunnssignalet i kaviteten er undersøkt på flere ganger, både før, underveis og etter at en måleserie er tatt opp. Dette signalet viser ingen systematiske tegn til å påvirke resultatene. Under opptak av elektronserien i dobbelkaviteten ble de  $\gamma$ -bestrålte referansedosimetrene målt to ganger, en gang før opptaket av de elektronbestrålte dosimetrene og en gang til slutt. Doserresponsen for de to avlesningsseriene avvok med 0.4% i forhold til hverandre og viser at eventuelle endringer i bakgrunnssignalet i kaviteten i løpet eksperimentet ikke gir betydelige innvirkninger på resultatene. For radikalhenfallseksperimentet ble rekkefølgen på avlesningen av prøvene i forhold til hverandre tilfeldig variert for å redusere eventuelle innvirkninger av tidsavhengige bakgrunnssignaler. Eksperimentet som undersøkte tidsavhengige variasjoner i ESR-spektrometeret (side 52) viste imidlertid ingen tegn til tydelig variasjon i innvirkning av bakgrunnssignal på dosimetersignalet som funksjon av tid.

I dobbelkaviteten ble det observert et lite tilleggssignal fra støttesystemet i et av fadingeksperimentene. Støttesystemet ble derfor byttet ut med nytt støttesystem. Roteringsavprøveglasset vil også kunne gi små endringer i signalet. Usikkerheter relatert til rotasjon av prøveglasset synes å være usystematiske og vil gjenspeiles som en spredning av måleresultatene.

### 5.5.3 Usikkerhetsestimater

I doserespons- og linjebreddegrafene for de enkelte eksperimentene er det ikke inkludert usikkerhetsestimater. Dette skyldes at alle enkeltmålinger er vist i plottene. Usikkerhetsestimatene som ellers er brukt er standardavvik så lenge ikke noe annet er angitt.

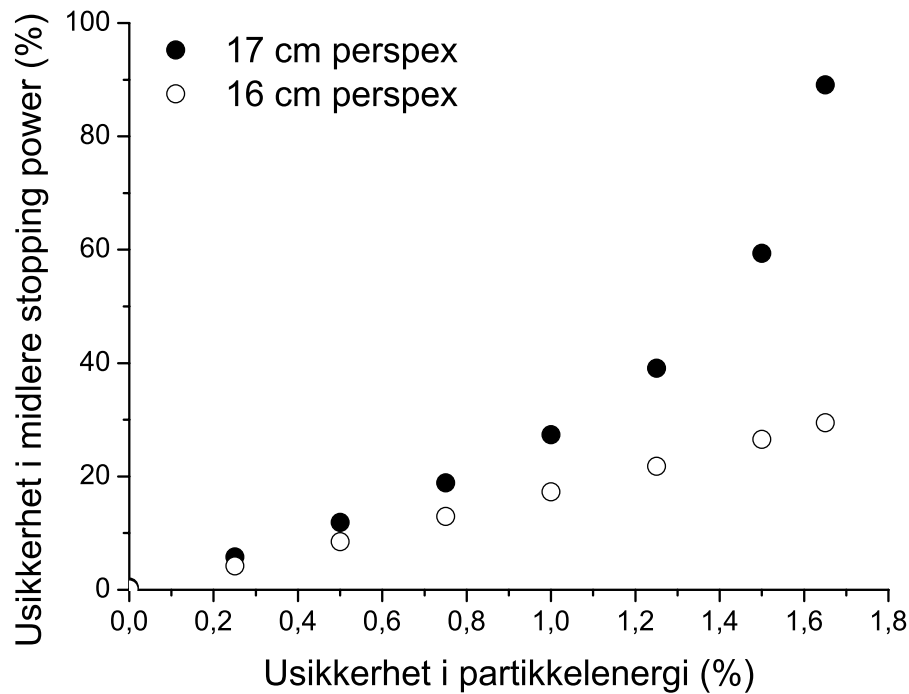
For LET-beregningene baseres usikkerhetsestimatene på at en variasjon i prøvetykkelse vil kunne gi ulike midlere LET-verdier. I tillegg er det benyttet et usikkerhetsestimat i partikkelenergi på 2.5% for LET- og energiresponsberegningene. Dette estimatet ble gjort på bakgrunn av opplysninger fra Uppsala om rekkevidder for de ulike strålekvalitetene i protoneksperimentet. Synkro-syklotronen kan produsere protoner med en maksimalenergi på 180 MeV, mens den beregnede protonenergien fra oppgitte rekkevidder var 176 MeV. Et grovt usikkerhetsestimat der 176 MeV brukes som middelvei med øvre mulige partikkelenergi på 180 MeV, er da 2.5%.

For de 2 mm tykke Lifo-dosimetrene som ble bestrålt etter at protonstrålen hadde passert 17 cm perspex, vil derimot en nedre partikkelenergi 2.5% under 176 MeV tilføre en usikkerhet i midlere stopping power-verdi på flere hundre prosent. For disse dosimetrene vil hele eller store deler av dybdedoseforløpets Bragg-peak avsettes i dosimeteret. Dette gir store variasjoner i stopping power over prøven, slik at usikkerheten i middelveien blir tilsvarende stor. Den prosentvise usikkerheten for denne strålekvaliteten ble derfor satt



prosenvis lik den som ble funnet for dosimetrene bestrålt etter at protonstrålen hadde passert 16 cm perspex. For de andre partikkeltypene er det også antatt en usikkerhet på 2.5% i partikkelenergi.

Innvirkningen av en usikkerhet i partikkelenergi på den midlere stopping power-verdien (LET-verdien) over dosimetretet illustreres i figur 71. Beregningene er foretatt for 2 mm tykke Lifo-dosimetre ved å bruke 176 MeV protonstråling som passerer henholdsvis 16 og 17 cm perspex før dosimetrene bestråles. Figuren viser at den totale usikkerheten i midlere LET-verdi stiger kraftig for Lifo-dosimetrene bestrålt etter 17 cm perspex når usikkerheten i partikkelenergi økes opp mot 2%. For dosimetrene bestrålt etter 16 cm perspex er denne endringen betydelig mindre. Dette skyldes at jo nærmere dybdedoseforløpets Bragg-peak dosimeteret plasseres, desto større endringer vil observeres i midlerere avsatt energi per lengdeenhet. Siden de to protonbestrålingene med høyest LET-verdi ( $R_{res}=2.06$  og  $0.87$  g/cm<sup>2</sup>) foregikk med dosimeteret meget nær dybdedoseforløpets Bragg-peak, gir dette utslag i store usikkerheter i LET-verdi og beregnet energirespons for dosimetrene som er bestrålt med disse strålekvalitetene (figur 57, 58 og 65).



Figur 71: Illustrasjon på hvordan usikkerhet i partikkelenergi for 176 MeV protonstråling påvirker usikkerheten i midlere stopping power-verdi (LET-verdi) for et protonbestrålt 2 mm tykt Lifo-dosimeter. Figuren illustrerer dette for Lifo-dosimetre som er bestrålt etter at protonstrålingen har passert henholdsvis 16 og 17 cm perspex.

Kort tid før denne oppgaven skulle være ferdig, kom det informasjon om at proton-energien etter sprededofolier var 172 MeV, og ikke 176 MeV som tidligere antatt i proton-eksperimentet<sup>11</sup>. Med denne partikkelenergien gir beregninger at protonene ikke gjennomtrenger hele dosimetret etter å ha passert 17 cm perspex, men avsetter hele sin energi i dosimetret. Dette kompliserer beregningene av midlere stopping power (LET-verdien) for disse dosimetrene, da det vanskelig lar seg gjøre å bestemme en LET-verdi i et dosimeter der hele dybdeoseforløpets Bragg-peak er avsatt. Variasjonene i stopping power over dosimetret vil være store og slik gi betydelige usikkerheter i en eventuell midlere LET-verdi over dosimeteret.

For beregningene av stopping power for partikler i vann er bare usikkerheten i partikkel-energi brukt, da målingene som er gjort med ionisasjonskamre gir resultater for et punkt (eller en skive som har neglisjerbar tykkelse). Disse beregningene gjøres altså for et punkt, og ikke for et dosimeter med tykkelse. Et arbeid utført av Yu et al., 2003 [84] antyder at stopping power-dataene som anvendes i NIST og SRIM2003 kan være opptil 5% usikre. Dette er ikke inkludert i figurenes usikkerhetsestimater, men vil muligens tilføre større usikkerheter til de verdier som er funnet.

De eksperimentelle energiresponsene i denne oppgaven er beregnet på bakgrunn av doseresponsene. Doseresponsene er funnet fra lineærregresjon av målingene og det vil altså være en usikkerhet i regresjonen. Usikkerheten som beregnes i regresjonen av doseresponsen gjenspeiler usikkerhetene i ESR-avlesningen når dosene er antatt riktige. Det vil også være usikkerheter i dosene som er gitt dosimetrene. Disse usikkerhetene i dosimetrien ved de ulike bestrålingene er inkorporert i usikkerheten for energiresponsen. Usikkerhetene som er estimert for dosene som er gitt dosimetrene er 1.0% for <sup>60</sup>Co  $\gamma$ -bestrålingene (0.9% er oppgitt i TRS-398, 2001 [4]), 1.7% for elektronbestrålingene (usikkerhet i  $k_Q$ -faktor som er hentet fra TRS-398, 2001 [4]), 2.5% for protonbestrålingene (oppgitt fra Uppsala, 2.0% for sylindrisk ionekammer, også oppgitt i TRS-398, 2001 [4]) og 5.0% for nitrogenbestrålingene (antatt). Usikkerhetene som er brukt er imidlertid estimater, og antyder at usikkerhetene i de gitte doser ikke er av neglisjerbar betydning.

## 5.6 LET-beregningene

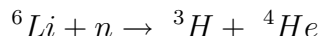
Det finnes flere modeller for LET-beregninger. En annen modell enn den som er brukt i denne oppgaven, er å ta utgangspunkt i rekkevidden til innkommende partikkel ved overflaten av dosimeteret [33]. Deretter subtraheres dosimetrets tykkelse fra denne rekkevidden, noe som resulterer i en rekkevidde med tilhørende energi (avstandene er i tetthets-uavhengige enheter, for eksempel g/cm<sup>2</sup>). Dette tilsvarer partikkelens energi ved utgangen av dosimetret. Differansen mellom inngangs- og utgangsenergi vil være avsatt energi i dosimetret. Hvis forholdet mellom den avsatte energien og dosimetrets tykkelse beregnes fremkommer den midlere LET-verdien. Denne måten å beregne LET-verdier på gir likevel bare små forskjeller i forhold til hva som er funnet med standardmetoden i denne oppgaven.

---

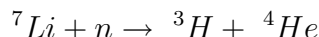
<sup>11</sup>I denne oppgaven er det likevel i alle beregninger antatt protonenergi på 176 MeV, siden denne opplysningen kom så sent.

### 5.6.1 Nøytroners LET-verdi

I dette arbeidet er nøytronbestrålingene utført uten at LET-verdien for nøytronkilden var kjent. Det er ikke trivielt å finne denne verdien. De bestrålte dosimetrene lå på parafin (kilden befant seg inne i en parafinblokk), og dosimetrene var skjermet med lecablokker fra omgivelsene. Disse to skjermingsmaterialene ville kunne moderere nøytronene og gi endel termisk, spredt stråling til dosimetrene. Siden litiumisotopen  ${}^6\text{Li}$  (7.5% av naturlig litium) har et høyt innfangstverrsnitt for nøytroner, vil reaksjonen



være gjeldende for nøytronenergier under 1 MeV [85]. De resulterende partiklene bærer totalt med seg kinetisk energi på 4.78 MeV. For nøytronenergier over 4 MeV vil også reaksjonen



være signifikant [85], der dette er en endoterm reaksjon som krever energien 2.47 MeV. Det er nøytronvekselvirkningene med  ${}^6\text{Li}$  som har høyest vekselvirkningstverrsnitt i Lifo for nøytronenergier under 0.1 MeV. For nøytronenergier over 0.3 MeV vil vekselvirkninger med H-atomer i Lifo være mest sannsynlige. Forholdet mellom vekselvirkningssannsynlighet for de nevnte nøytronreaksjonene med  ${}^6\text{Li}$  og  ${}^7\text{Li}$  er  $10^2$ - $10^6$  i favør av vekselvirkning med  ${}^6\text{Li}$  for nøytronenergier under 1 MeV. For energier over dette vil forholdet nærme seg 1. Nøytronene som reagerer med litium vil altså slik kunne resultere i energiavsetninger fra  ${}^3\text{H}$ - og  $\alpha$ -partikler i Lifo, noe som vil kunne gi en LET-effekt avhengig av nøytronenergiene fra kilden. I tillegg vil endel elastiske spredningsprosesser kunne gi energiavsetninger fra protoner i Lifo. Nøytronstråling vil alltid resultere i endel (n, $\gamma$ ) reaksjoner, noe som også gir  $\gamma$ -doser i dosimetret. Doseavsetningen fra nøytronfeltet vil dermed hovedsaklig skyldes  $\alpha$ -, tritium-, proton- og  $\gamma$ -doser. Den midlere LET-verdien vil derfor ikke kunne spores tilbake til energiavsetninger fra bare en partikkeltype, men fra fire forskjellige strålekvaliteter.

Fra figur 57 (side 75) observeres det at den midlere linjebredden til de nøytronbestrålte dosimetrene (som ikke er inkludert i tilpasningen) kan synes å indikere en LET-verdi for nøytronkilden på rundt 100 keV/ $\mu\text{m}$ . Dette er en del høyere enn 30 keV/ $\mu\text{m}$  som er funnet fra ICRU rapport 16, 1970 [59]. Forklaringen kan være endel termiske nøytroner som ikke fremkommer fra nøytronkildens energispektrum, men fra spredt stråling. Kerma faktoren for nøytroner i Lifo og alanin, vist i figur 8 (side 16), er proporsjonal med dose og viser et stort avvik for nøytronenergier under 0.01 MeV. Dette skyldes  ${}^6\text{Li}$  sitt høye vekselvirkningstverrsnitt for nøytronvekselvirkninger ved disse energier. Sammenlignes nøytrondosene til Lifo og alanin, vist i tabell 10 (side 65), observeres det at Lifo har fått en litt høyere dose enn alanin i løpet av samme tidsrom. Dette kan skyldes forskjell i tykkelse mellom dosimetrene (cirka 3 mm for Lifo-dosimetre og 4.5 mm for alanindosimetrene), da nøytronene ble attenuert over en lengre distanse i alanindosimetrene. Likevel kan kanskje de termiske, spredte nøytronene fra omgivelsene kunne antas å treffe dosimetret likt fra alle sider, og da vil forskjellen i tykkelse være mindre betydningsfull.

Forskjellen mellom observert dose i alanin- og Lifo-dosimetrene kan også skyldes en høyere andel termiske nøytroner enn antatt fra kildens nøytronspekter. Mest sannsynlig vil

det ikke være en høy andel nøytroner med energi under 0.01 MeV, da det ville resultere i en signifikant forskjell mellom dosen til alanin- og Lifo-dosimetrene (grunnet nøytronvekselvirkninger med  ${}^6\text{Li}$  i Lifo), illustrert i figur 8 (side 16). Det vil også være naturlig å tro at den lave doseavsetningen i LiF TL-dosimetrene sammenlignet med alanin- og Lifo-dosimetrene skyldes fraværet av H-atomer. Vekselvirkningsprosessen mellom nøytroner og H-atomer er den prosessen som har høyest vekselvirkningssannsynlighet av alle involverte atomer i de aktuelle dosimetrene for nøytronenergier over 0.3 MeV. Dette indikerer også at andelen termiske nøytroner ikke kan være betydelig, da termiske nøytroner har et høyt vekselvirkningstverrsnitt med  ${}^6\text{Li}$  i LiF. Det kommenteres at doseberegningene i tabell 10 (side 65) er gjort på bakgrunn av PP-responsen, men på samme måte både for alanin- og Lifo-dosimetrene.

## 5.7 Behandling av ESR-spekteret

ESR-spekterne fra ulike dosimetre (av samme type) gitt like doser vil ha innbyrdes variasjoner. Usikkerheten i ESR-avlesningen gjenspeiles ved spredningen i den parameter som måles. ESR-spektrene fra Lifo-dosimetre som er vist i denne oppgaven er representative spektre for den aktuelle strålekvalitet, og er ment å illustrere tendenser for de angitte stålekvaliteter. Dette gjelder spesielt figurene som viser ESR-spekteret fra et partikkelbestrålt dosimeter sammenlignet med spekteret fra et  $\gamma$ -bestrålt dosimeter.

### 5.7.1 Viktigheten av tilpasningen som blir gjort

ESR-spekteret inneholder mye informasjon. Jo flere manipulasjoner som utføres, desto større er muligheten for at informasjon går tapt. På tross av dette vil det i mange situasjoner være nødvendig å utføre en tilpasning til spekteret for å få en mer konsekvent avlesning. Alternativene er å avlese på øyemål eller bruke en automatisk rutine for avlesning fra råspekteret, for eksempel funksjonen "Peak-picking" i XEpr. Når det gjelder avlesning av PP-verdien, er variasjonene ved å bruke de ulike metodene veldig små; usikkerheten blir ikke større enn usikkerhetene i spekteret grunnet signal-støy-forholdet. En tilpasning vil derfor ikke være nødvendig for et eksperiment der bare PP-verdien skal studeres, forutsatt at signal-støy-forholdet er tilfredsstillende.

For linjebreddeavlesningen, vil derimot forskjellene med og uten tilpasning bli tydeligere. I utgangspunktet studeres små linjebreddevariasjoner, og støy som adderes usymmetrisk omkring et ekstremalpunkt kan flytte punktet noen pixelverdier. Selv om endringen ikke nødvendigvis er stor, vil den kunne få stor innvirkning relativt til linjebreddevariasjonene som studeres. Ved å utføre en tilpasning (i denne oppgaven tilpasning til et 9. grads polynom), tas alle punkter i et valgt intervall med i beregningen. Små variasjoner grunnet støy blir da mer glattet ut, selv om støyen i noen tilfeller kan få en innvirkning på plasseringen av ekstremalpunktene også etter tilpasning. I figur 28 (side 50) illustreres forskjellen mellom linjebreddeavlesningene for protonbestrålte Lifo-dosimetre direkte fra spekteret og etter tilpasning i Matlab. Resultatene viser at en tilpasning reduserer standardavviket betydelig og vil derfor være å foretrekke i linjebreddeanalyser.

## 5.8 Effekter på $^{13}\text{C}$ -linjene

Det ble tidlig funnet en linjeforbredning av ESR-signalet ved høy-LET-bestråling. Lifo har  $^{13}\text{C}$ -satelittlinjer fordi alt naturlig karbon inneholder rundt 1% av karbonisotopen  $^{13}\text{C}$ . Siden forekomsten av denne isotopen er så lav, vil linjene bare bli intense nok til å observeres ved høyere doser [27]. En mulighet som ble undersøkt var om høye doser med tungionestråling relativt til tilsvarende doser med  $\gamma$ -doser ville gi endringer i form av linjeforbredning for  $^{13}\text{C}$ -linjene. Utenom de tidligere beskrevne eksperimentene, ble Lifo-krystaller og dosimetre nitrogenbestrålt (1000 Gy) (resultater ikke vist). ESR-analysen av disse ga lite informasjon - både fordi  $^{13}\text{C}$ -linjene i de de partikkelbestrålte krystallene ikke var intense nok, og fordi høyfelt-satelitten i dosimetrene hadde en utsmurt linje grunnet anisotropien i systemet. Det var derfor vanskelig å definere ekstremalpunkter i resonansen. Den dårlige kvaliteten på satelittlinjene skyldes etter alt å dømme at krystallene var gitt for lav dose. Det ble likevel funnet en tydelig forbredning (8%) av lavfelt-satelitten for de høy-LET-bestrålte i forhold til de  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetrene.

## 5.9 Avvik

Det finnes noen resultater i eksperimentene rapportert i denne oppgaven som skiller fra det som synes å være observerte systematiske tendenser. Et slikt resultat fremkom fra tre  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre av samme produksjonsserie gitt 20 Gy samtidig. Disse dosimetrene var også av samme produksjonsserie som resten av den  $\gamma$ -bestrålte kontrollserien. Dosimetrene ble oppbevart på eksakt samme måte som tre nitrogenbestrålte, tre protonbestrålte og tre andre  $\gamma$ -bestrålte dosimetre, alle gitt 20 Gy. Fra første avlesning til neste viste det seg at de tre  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene hadde fått redusert signalet sitt betydelig, mens alle de andre dosimetrene ikke viste noe tegn til endring. Gjentatte forsøk både av dosimetrene som var av samme produksjonsserie og av de som var oppbevart på samme måte ga ikke noen tydelig forklaring på fenomenet. Doserresponsen for den  $\gamma$ -bestrålte serien var lineær ved første avlesning, mens den deretter var ikke-lineær. I eksperimentet som studerte relativt signalhenfall ble derfor de tre 20 Gy  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene fra nitrogenkalibreringserien brukt istedet for de problematiske dosimetrene. Disse avvikende tre dosimetrene fra protonkalibreringserien ble fortsatt avlest, uten at noen videre stor endring ble observert.

Doserresponsen til de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene, avlest som referansemålinger for nitrogen-eksperimentet, viser forskjeller mellom 1 mm og 2 mm høye dosimetre. Teoretisk sett skulle doserresponsen fra disse to  $\gamma$ -bestrålte serier være den samme, uavhengig av de ulike pillehøydene. Flere eksperimenter er gjort for å prøve å avdekke hva denne forskjellen kan skyldes, uten at noen klare svar er funnet. Avviket i doserespons (5.6%) er likevel lite i forhold til forskjellen mellom doserresponsen til nitrogen- og  $\gamma$ -bestrålte dosimetre (rundt 30%), og rokker ikke ved noen konklusjoner.

En annen spesiell observasjon gjaldt et av de  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene som ble brukt i metningseksperimentet.  $\Gamma_L$  (og dermed også  $T_2$ ) for dette dosimeteret viste et avvik på rundt 25% fra verdiene tilhørende de andre  $\gamma$ -bestrålte dosimetrene. Da det allerede

forelå data fra fem andre  $\gamma$ -bestrålte dosimetre, og tre av disse dosimetrene var bestrålt nærmere i tid enn det problematiske dosimetret (som var bestrålt over 1 år før metnings-eksperimentet), ble det valgt å se bort fra dette ene i analysen. Det ble altså antatt at det problematiske dosimetret skyldtes en forurensing som ga et avvik fra tendensen observert i de andre dosimetrene. Da metningskurvene for de partikkelbestrålte dosimetrene var basert på bare tre dosimetre var også et statistisk grunnlag på fem  $\gamma$ -bestrålte dosimetre relativt sett tilfredsstillende. Likevel vil avvikende resultater alltid være problematiske.

## 5.10 Gjenstående eksperimenter

Fremdeles gjenstår undersøkelser av en del egenskaper ved ESR/Lifo som dosimetersystem. Det er tidligere nevnt at et systematisk fadingstudie bør gjennomføres. Her tenkes først og fremst på om Lifo er hygroskopisk og hvordan signalstabiliteten avhenger av temperatur, UV-lyseksponering og andre ytre faktorer som kan tenkes å innvirke på dosimetret. I tillegg vil det kanskje være naturlig å se på hvordan en kan lage dosimetre som motstår noen av disse påvirkningene, blant annet ved å bruke et bindemiddel. For alanin er det funnet temperatureffekter relatert til bindemiddel [86], og det bør også undersøkes nærmere for Lifo hvordan et eventuelt bindemiddel påvirker dosimeteregenskapene.

Energiavhengigheten til Lifo bør undersøkes ved bestråling med fotonstrålekvaliteter fra lavenergetisk røntgenstråling til  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -stråling. I tillegg bør en mer kvantitativ studie av dosimeteravhengigheten for partikkelbestråling gjennomføres, ved å bruke strålekvaliteter i LET-området 5-100 keV/ $\mu\text{m}$ . Det vil også være ønskelig å studere dosimeteret i konkrete kliniske situasjoner.

## 6 Oppsummering

Litium format monohydrat (Lifo) er i denne oppgaven undersøkt som dosimetermateriale i ESR- (Elektron Spinn Resonans) dosimetri, med vekt på responsen ved nøytron- og ionebestråling. Lifo er tidligere vist å være et lovende ESR-dosimetermateriale fordi det er 5-6 ganger mer sensitivt enn alanin (det mest brukte ESR-dosimetret) og gir presise dosemålinger for lave doser. Til bestråling er det brukt elektroner, protoner, nøytroner og nitrogenioner. Det er foretatt sammenligninger mellom Lifo-dosimetre bestrålt med disse strålekvalitetene og  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre.

Dosimeterresponsen er i denne oppgaven vist å være uavhengig av de brukte elektron-energier. Dette er bekreftet av Monte Carlo-simuleringer, og en samlet elektron-energi-respons for eksperimentelle og Monte Carlo-simulerte data ble funnet til å være  $0.99 \pm 0.02$ . Samtidig er endringer i dosimeterresponsen ved høy-LET sammenlignet med lav-LET-bestråling observert; i form av at doseresponsen (dosimeteravlesning per dose) ble redusert og ESR-linjebreddene økte. For bestråling med nitrogenioner ble det for eksempel funnet en reduksjon i doserespons på rundt 30% og en linjebreddeøkning på rundt 5% sammenlignet med  $\gamma$ -bestråling. Metningseksperimenter bekreftet de observerte endringene i responsen og indikerte endringer i de mikroskopiske materialegenskaper til partikkelbestrålte dosimetre. Dette var for eksempel reduksjon i  $T_2$ -relaksasjonstid i høy-LET-bestrålte Lifo-dosimetre sammenlignet med  $\gamma$ -bestrålte Lifo-dosimetre.

På bakgrunn av resultatene er det anslått at det i nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre forekommer rundt 30% flere rekombinasjoner enn i protonbestrålte Lifo-dosimetre. Videre er det bekreftet at det er betydelig større lokal radikaltetthet i nitrogenbestrålte Lifo-dosimetre sammenlignet med protonbestrålte Lifo-dosimetre.

Det er også vist at Lifo kan brukes som LET indikator for ukjente strålekvaliteter; enten ved å måle linjebredder, ved å beregne forholdet mellom peak-to-peak-verdien (PP-verdien) tilhørende målinger ved to forskjellige mikrobølgeeffekter eller ved å utføre en fullstendig metningsanalyse.

Endringene i dosimeterrespons må tas i betraktning ved ESR-dosimetri med Lifo. Resultatene i denne oppgaven viser at egenskaper ved ESR-spekteret fra bestrålt Lifo, som linjebredde, kan brukes til å korrigere målingene for å finne riktig dose, noe som er viktig når en stor andel rekombinasjoner forekommer ved ionebestråling.

Som dosimetersystem har ESR/Lifo mange fordelaktige egenskaper som det er vel verdt å fortsette kartleggingen av.

*Tänka fritt är stort,  
men tänka rätt är större*

(innskrift Uppsala gamle universitet)



## Referanser

- [1] T.Henriksen F.Ingebretsen A.Storruste T.Strand T.Svendby P.Wethe. *Stråling og helse*. Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, 1995.
- [2] F.M.Khan. *The Physics of Radiation Therapy*. Lippincott, Williams & Wilkins, Baltimore, 1994.
- [3] International Commission on Radiological Protection. Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), and Radiation Weighting Factor (wR). *Annals of the ICRP 92*, pages 1–117, 2004.
- [4] IAEA. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. *IAEA report TRS-398*, 2001.
- [5] IAEA, E.B.Podgorsak(ed). Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. *Educational Reports Series*, 2003.
- [6] R.Orecchia A.Zurlo A.Loasses M.Krengli G.Tosi S.Zurrida P.Zucali U.Veronesi. Particle Beam Therapy (Hadrontherapy): Basis for Interest and Clinical Experience. *European Journal of Cancer*, 34:459–468, 1998.
- [7] W.Kienzle A.Pascolini (eds.). *Hadroner for helse - Fysikk i diagnose og terapi*. CERN, Geneve, 1997.
- [8] W.K.Weyrather J.Debus. Particle Beams for Cancer Therapy. *Clinical Oncology*, 15:23–28, 2003.
- [9] H.D.Suit. Protons to Replace Photons in External Beam Radiation Therapy? *Clinical Oncology*, 15:29–31, 2003.
- [10] H.Svensson U.Ringborg I.Näslund A.Brahme. A Nordic Center of Excellence for Radiation Therapy. *Internal report, Department of medical radiation physics Karolinska Institutet*, 2003.
- [11] F.J.Currell (Ed.). *The Physics of Highly and Multiply Charged Ions*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 2002.
- [12] Y.Takada Y.Kobayashi K.Yasuoka T.Terunuma. A miniature ripple filter for filtering a ripple found in the distal part of a proton SOBP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A524:366–373, 2004.
- [13] K.Kadono T.Homma K.Kamahara M. Nakayama H.Satoh K.Sekizawa T.Miyamoto. Effect of Heavy-Ion Radiotherapy on Pulmonary Function in Stage I Non-small Cell Lung Cancer Patients. *CHEST*, 122:1925–1932, 2002.

- [14] H.R.Vega-Carrillo E.Manzanares-Acuña. Neutron Source Design for Boron Neutron Capture Synovectomy. *alashimn journal*, 6, 2003.
- [15] R.F.Barth J.Coderre M.G.H.Vicente T.E.Blue. Boron Neutron Capture Therapy of Cancer: Current Status and Future Prospects. *Clinical Cancer Research*, 11:3987–4002, 2005.
- [16] E.Lund H.Gustafsson M.Danilczuk M.D.Sastry A.Lund T.A.Vestad E.Malinen E.O.Hole E.Sagstuen. Formates and dithionates: sensitive EPR-dosimeter materials for radiation therapy. *Applied Radiation and Isotopes*, 62:317–324, 2005.
- [17] D.Regulla. From dating to biophysics - 20 years of progress in applied ESR spectroscopy. *Applied Radiation and Isotopes*, 52:1023–1030, 2000.
- [18] M.Ikeya. New applications of electron spin resonance: dating, dosimetry and microscopy. *World Scinetific Publishing Co. Pte. Ltd.*, 1993.
- [19] V.Nagy. Accuracy considerations in EPR dosimetry. *Applied Radiation and Isotopes*, 52:1039–1050, 2000.
- [20] V.Nagy S.V.Sholom V.V.Chumak M.F.Desrosiers. Uncertainties in alanine dosimetry in the therapeutic dose range. *Applied Radiation and Isotopes*, 56:917–929, 2002.
- [21] E.S.Bergstrand K.R.Shortt C.K.Ross E.O.Hole. An investigation of the photon energy dependence of the EPR alanine dosimetry system. *Phys. Med. Biol.*, 48:1753–1771, 2003.
- [22] E.S.Bergstrand H.Bjerke E.O.Hole. An experimental investigation of the electron energy dependence of the EPR alanine dosimetry system. *Radiation Measurements*, 39:21–28, 2005.
- [23] T.A.Vestad E.Malinen A.Lund E.O.Hole E.Sagstuen. EPR dosimetric properties of formates. *Radiation and isotopes*, 59:181–188, 2003.
- [24] T.A.Vestad E.Malinen D.R.Olsen E.O.Hole E.Sagstuen. Electron paramagnetic resonance (EPR) dosimetry using lithium formate in radiotherapy: comparison with thermoluminescence (TL) dosimetry using lithium fluoride rods. *Phys. Med. Biol.*, 49:4701–4715, 2004.
- [25] A.Lund S.Olsson M.Bonora E.Lund H.Gustafsson. New materials for ESR dosimetry. *Spectrochimica Acta Part A*, 58:1301–1311, 2002.
- [26] E.Malinen T.A.Vestad E.A.Hult E.O.Hole E.Sagstuen. Estimation of X-ray beam quality by electron paramagnetic resonance (EPR) spectroscopy. *Applied Radiation and Isotopes*, 60:929–937, 2004.

- [27] T.A.Vestad H.Gustafsson A.Lund E.O.Hole E.Sagstuen. Radiation-induced radicals in lithium formate monohydrate ( $\text{LiHCO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ). EPR and ENDOR studies of x-irradiated crystal and polycrystalline samples. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 6:3017–3022, 2004.
- [28] A.Sanderud. Upubliserte resultater. *Personlig kommunikasjon, Oslo*, 2005.
- [29] W.Hoffman B.Prediger. Heavy Particle Dosimetry with High Temperature Peaks of  $\text{CaF}_2\text{:Tm}$  and  $^7\text{LiF}$  Phosphors. *Radiat. Prot. Dosimetry*, 6:149–152, 1983.
- [30] D.Youssian Y.S.Horowitz. Estimation of gamma dose in neutron dosimetry using peak 4 to peak 5 ratios in  $\text{LiF: Mg, Ti}$  (TLD-100/600). *Radiat. Prot. Dosimetry*, 77:151–158, 1998.
- [31] B.Ciesielski L.Wielopolski. The Effects of Dose and Radiation Quality on the Shape and Power Saturation of the EPR Signal in Alanine. *Radiat. Res.*, 140:105–111, 1994.
- [32] D.W.Anderson. *Absorption of Ionizing Radiation*. University Park Press, Baltimore, 1984.
- [33] F.H.Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Wiley-Interscience, New York, 1986.
- [34] R.Nowotny. XMuDat: Photon attenuation data on PC. version 1.0.1. of August 1998. *IAEA-NDS-195*, 1998.
- [35] M.J.Berger J.S.Coursey M.A.Zucker. ESTAR, PSTAR and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.2). [Online] Available: <http://physics.nist.gov/Star>, 2000.
- [36] J.F.Ziegler. The Stopping and Range of Ions in Matter. [Online] Available: <http://www.srim.org/index.htm>, 2003.
- [37] J.E.Turner. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*. Wiley-Interscience, New York, second edition, 1995.
- [38] D.J.Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics*. Pearson Prentice Hall, New Jersey, second edition, 2005.
- [39] M.E.Anderson W.H.Bond. Neutron Spectrum of a Plutonium-Beryllium Source. *Nuclear Physics*, 43:330–338, 1962.
- [40] L.Stewart. Neutron Spectrum and Absolute Yield of a Plutonium-Beryllium Source. *Physical Review*, 98:740–743, 1955.
- [41] R.C.Lawson D.E.Watt. The LET Distribution of the Recoil Proton Dose from Poly-energetic Neutron Sources. *Phys. Med. Biol.*, 13:619–626, 1968.

- [42] N.M.Atherton. *Principles of Electron Spin Resonance*. Ellis Horwood Prentice Hall, New York, 1993.
- [43] P.C.Hemmer. *Kvantemekanikk*. Tapir akademiske forlag, Trondheim, 2. edition, 2000.
- [44] J.A.Weil J.R.Bolton J.E.Wertz. *Electron Paramagnetic Resonance*. Wiley-Interscience, New York, 1994.
- [45] A.Lund M.Shiotani(Eds.). *EPR and Free Radicals in Solids - Trends in Methods and Applications*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2003.
- [46] J.A.Simmons. Microwave Saturation in Radiation-Induced Free Radicals. *The Journal of Chemical Physics*, 36:469–471, 1962.
- [47] S.W.Pshezhetskii A.G.Kotov V.K.Milinchuk V.A.Roginskii V.I.Tupikov. *EPR of free radicals in radiation chemistry*. Wiley-Intersciencem, New York, 1974.
- [48] D.S.Moore G.P.McCabe. *Introduction to the Practice of Statistics*. W.H.Freeman and Company, New York, fourth edition, 2003.
- [49] G.L.Squires. *Practical physics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
- [50] J.O.Thomas R.Tellgren J.Almlöf. Hydrogen bond studies: XCVI. X-N map and ab initio MO-LCAO-SCF calculations of the difference electron density in non-centrosymmetric lithium formate monohydrate,  $\text{LiHCOO} \cdot \text{H}_2\text{O}$ . *Acta Crystallogr.*, B31:1946–1955, 1975.
- [51] E.Lund H.Gustafsson M.Danilczuk M.D.Sastry A.Lund. Compounds of  $^6\text{Li}$  and natural Li for EPR dosimetry in photon/neutron mixed radiation fields. *Spectrochimica Acta Part A*, 60:1319–1326, 2004.
- [52] H.Bjerke. Dosimetry in Norwegian Radiotherapy - Implementation of the absorbed dose to water standard and code of practice in radiotherapy in Norway. *Statens Strålevern, Strålevernrapport*, 11, 2003.
- [53] S.Vynckier D.E.Bonnett D.E.Bonnett. Code of practice for clinical proton dosimetry. *Radiother Oncol.*, 20:53–63, 1991.
- [54] E.Grussell A.Montelius A.Brahme G.Rikner K.Russell. A general solution to charged particle beam flattening using an optimized dual-scattering-foil technique, with application to proton therapy beams. *Phys. Med. Biol.*, 39:2201–2216, 1994.
- [55] J.Medin P.Andreot E.Grüssell O.Mattsson A.Montelius M.Roos. Ionization chamber dosimetry of proton beams using cylindrical and plane parallel chambers.  $N_w$  versus  $N_k$  ion chamber calibrations. *Phys. Med. Biol.*, 40:1161–1176, 1995.
- [56] J.F.Ziegler J.M.Manoyan. The Stopping of Ions in Compounds. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B35:215–228, 1988.

- [57] N.Tilly. Upubliserte resultater. *Personlig kommunikasjon, Uppsala*, 2005.
- [58] I.Kawrakow D.W.O.Rogers. The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport. *NRC Report PIRS-701 (4th printing)*, 2003.
- [59] ICRU. Linear Energy Transfer. *ICRU report 16*, 1970.
- [60] E.Sagstuen A.Lund Y.Itagaki J.Maruani. Weakly coupled proton interactions in the malonic acid radical: Single crystal ENDOR analysis and EPR simulation at microwave saturation. *J. Phys. Chem*, A104:6362–6371, 2000.
- [61] B.Ciesielski Z.Stuglik L.Wielopolski I.Zvara. The effect of High-Linear Energy Transfer Ions on the Electron Paramagnetic Resonance Signal Induced in Alanine. *Radiat. Res.*, 150:469–474, 1998.
- [62] T.G.Castner Jr. Saturation of the paramagnetic resonance of a V center. *Physical Review*, 115:1506–1515, 1959.
- [63] A.M.Portis. Electronic Structure of F Centers: Saturation of the Electron Spin Resonance. *Physical Review*, 91:1071–1078, 1953.
- [64] G.X.Ding D.W.O.Rogers. Energy spectra, angular spread and dose distributions of electron beams from various accelerators used in radiotherapy. *NRC Report PIRS-0439 [Online] Available: <http://www.irs.inms.nrc.ca/papers/PIRS439/pirs439.html>*, 1995.
- [65] ICRU. Stopping Power and Ranges for Protons and Alpha Particles. *ICRU report 49*, 1993.
- [66] E.Malinen E.Sagstuen. Radical Formation in Pyrimidine Bases after X, Proton and  $\alpha$ -Particle Irradiation. *Radiation Research*, 160:186–197, 2003.
- [67] E.Malinen E.Waldeland E.O.Hole E.Sagstuen. LET effects following neutron irradiation of lithium formate EPR dosimeters. *Spectrochimica Acta Part A(akseptert for publikasjon)*, 2005.
- [68] Geoffrey G. Zhang. Monte Carlo Investigation of Electron Beam Output Factors. *A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, Carleton University*, 1998.
- [69] R.Katz M.N.Varma. Radial Distribution of Dose. *Physical and Chemical Mechanisms in Molecular Radiation Biology (W.A.Glass and M.N.Varma, Eds.)*, pages 163–180, 1991.
- [70] A.S.Kobayashi A.L.Sternberg L.W.Massengill R.D.Schrimpf R.A.Weller. Spatial and Temporal Characteristics of Energy Deposition by Protons and Alpha Particles in Silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51:3312–3317, 2004.

- [71] Z.Chunxiang D.E.Dunn R.Katz. Radial distribution of dose and cross-sections for the inactivation of dry enzymes and viruses. *Radiat. Protect. Dos.*, 13:215–218, 1985.
- [72] K.J.Olsen J.W.Hansen. The Response of the Alanine Dosemeter to Low Energy Protons and High Energy Heavy Charged Particles. *Radiat. Prot. Dosimetry*, 31:81–84, 1990.
- [73] H.Palmans. Effect of Alanine Energy Response and Phantom Material on Depth Dose Measurements in Ocular Proton Beams. *Technology in Cancer Research & Treatment*, 2:579–586, 2003.
- [74] ICRU. Radiation quantities and units. *ICRU report 33*, 1980.
- [75] A.A.Supe V.E.Zubarev L.T.Bugaenko. Radiation-chemical yields of  $\text{CO}_2^-$  radical in the gamma-irradiated formates of the alkali- and alkali-earth metals (english translation). *Latv. PSR Zinat. Akad. Vestis*, 4:433–438, 1986.
- [76] T.A.Vestad. On the development of a solid-state, low dose epr dosimeter for radiotherapy. *Thesis submitted for the degree of Doctor Scientiarum, Department of Physics, University of Oslo*, 2005.
- [77] N.Nakagawa S.S.Eaton G.R.Eaton. Electron spin relaxation time of irradiated alanine. *Applied Radiation and Isotopes*, 44:73–76, 1993.
- [78] J.Rotblat J.A.Simmons. Dose-Response Relationship in the Yield of Radiation-Induced Free Radicals in Amino Acids. *Phys. Med. Biol*, 7:489–497, 1963.
- [79] S.Olsson E.S.Bergstrand. Calibration of alanine dosimeters. *Internal Report, Universitetet Linköping ISRN ULi-RAD-R-92-SE*, 2001.
- [80] E.Sagstuen E.O.Hole S.R.Haugedal A.Lund O.I.Eid R.Erickson. EPR and ENDOR analysis of X-irradiated L- $\alpha$ -alanin and  $\text{NaHC}_2\text{O}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ . Simulation of microwave power dependence of satellite lines. *Nukleonika*, 42:353–372, 1997.
- [81] Mathias Anton. Development of a secondary standard for the absorbed dose to water based on the alanine EPR dosimetry system. *Applied Radiation and Isotopes*, 62:779–795, 2005.
- [82] N.D.Yordanov B.Genova. Analysis of some non-linear effects in quantitative electron paramagnetic resonance spectrometry. non-linear effects due to the use of cavities with  $\text{TE}_{102}$  and  $\text{TM}_{110}$  modes. *Analytica Chimica Acta*, 353:99–103, 1997.
- [83] P.Höfer. Upubliserte resultater. *Personlig kommunikasjon, Bruker Bio-Spin GmbH*, 2004.
- [84] K.N.Yu C.W.Y.Yip D.Nikezic J.P.Y.Ho V.S.Y.Koo. Comparison among alpha-particle energy losses in air obtained from data of SRIM, ICRU and experiments. *Applied Radiation and Isotopes*, 59:363–366, 2003.

- [85] C.Sublette. Fusion Summary. *[Online] Available: <http://nuclearweaponarchive.org/Library/Fusion.html>*, 2005.
- [86] M.F.Desrosiers S.L.Cooper J.M.Puhl A.L.McBain G.W.Calvert. A study of the alanine dosimeter irradiation temperature coefficient in the  $-77^{\circ}\text{C}$  to  $+50^{\circ}\text{C}$  range. *Radiation Physics and Chemistry*, 71:363–368, 2004.





## A Vedlegg 1

### A.1 Matlab-programmet for beregning av LET-verdi i dosimetrene

```
function nitrogenrekkeviddeSTett(energi, tykkelse_p,tykkelse_l, ant)
% Her leses energi i MeV, tykkelse i cm og antall punkter (bør være
% ca 10000) inn med kallet

% Feilmelding ved feil kall
if nargin~=4
    error('Fire parametre må leses inn sammen med kallet')
end;

% Innlesing av stopping power data for nitrogenioner i perspex
[E_tab, S_tab]=textread('niperspex.dat','%f%f');

% Deklarerer variable, setter konstanter
T=energi;
x=tykkelse_p;
ro=1.19;
N=ant;
delta_x= x./N;
T_i = T;

% Setter av plass til data
n=linspace(0,1,N+1);
xx=zeros(N,1);
A=zeros(N,1);
TT=zeros(N,1);

% Itererer gjennom ytterste lag perspex, i N steg
for j=1:N
    S_naa=interp1(E_tab, S_tab, T_i);
    xx(j)=delta_x.*j;
    A(j)=S_naa*ro;
    T_i_ny = T_i - A(j).*delta_x;
    TT(j)=T_i_ny;

    T_i = T_i_ny;
end;
```

```

T_ut=T_i;

% Skriver ut energien ut fra perspexen, samt middelvei og std.avvik
T_ut_perspex=T_ut
Middelvei_p=mean(A)
Standardavvik_p=std(A)

% Leser inn stopping power data for nitrogenioner i Lifo
[E_tab,S_tab]=textread('nilifo.dat','%f%f');

% Setter variable og konstanter som tidligere og
% gjennomfører samme prosedyre som over
t=T_ut;
x=tykkelse_l;
N=ant;
delta_x= x./N;
t_i = t;
rho=1.310;

n=linspace(0,1,N+1);
xxx=zeros(N,1);
AA=zeros(N,1);
tt=zeros(N,1);

for j=1:N
    S_naa=interp1(E_tab, S_tab, t_i);
    xxx(j)=delta_x.*j;
    AA(j)=S_naa.*rho;
    t_i_ny = t_i - AA(j).*delta_x;
    tt(j)=t_i_ny;

    t_i = t_i_ny;
end;

a=[[A] [AA]];
X=[[xx] [(xxx+tykkelse_p)]];
TTT=[[TT] [tt]];
t_ut = t_i;
% Skriver ut gjenværende partikkelenergi, samt middelvei og
% standardavvik av stopping power over prøven
t_ut
Middelvei=mean(AA)
Standardavvik=std(AA)

```

## A.2 Data for stopping power

### A.2.1 Elektroner, beregnet med *estar*

Tallene er beregnet med programmet *estar* [35].

Energi~~~~~ Stopping power~~~~~  
 (MeV)~~~~~(MeV cm<sup>2</sup>/g)~~~~~  
 ~~~~~perspex~~~~~vann~~~~~Lifo~~~~

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 1.00E-02 | 2.20E+01 | 2.26E+01 | 2.06E+01 |
| 1.25E-02 | 1.85E+01 | 1.90E+01 | 1.73E+01 |
| 1.50E-02 | 1.60E+01 | 1.65E+01 | 1.50E+01 |
| 1.75E-02 | 1.42E+01 | 1.46E+01 | 1.34E+01 |
| 2.00E-02 | 1.28E+01 | 1.32E+01 | 1.20E+01 |
| 2.50E-02 | 1.08E+01 | 1.11E+01 | 1.01E+01 |
| 3.00E-02 | 9.40E+00 | 9.66E+00 | 8.82E+00 |
| 3.50E-02 | 8.37E+00 | 8.60E+00 | 7.86E+00 |
| 4.00E-02 | 7.58E+00 | 7.78E+00 | 7.11E+00 |
| 4.50E-02 | 6.95E+00 | 7.13E+00 | 6.52E+00 |
| 5.00E-02 | 6.43E+00 | 6.61E+00 | 6.04E+00 |
| 5.50E-02 | 6.01E+00 | 6.17E+00 | 5.64E+00 |
| 6.00E-02 | 5.65E+00 | 5.80E+00 | 5.30E+00 |
| 7.00E-02 | 5.07E+00 | 5.21E+00 | 4.77E+00 |
| 8.00E-02 | 4.64E+00 | 4.76E+00 | 4.35E+00 |
| 9.00E-02 | 4.29E+00 | 4.41E+00 | 4.03E+00 |
| 1.00E-01 | 4.01E+00 | 4.12E+00 | 3.77E+00 |
| 1.25E-01 | 3.50E+00 | 3.60E+00 | 3.29E+00 |
| 1.50E-01 | 3.16E+00 | 3.24E+00 | 2.97E+00 |
| 1.75E-01 | 2.91E+00 | 2.99E+00 | 2.73E+00 |
| 2.00E-01 | 2.72E+00 | 2.80E+00 | 2.56E+00 |
| 2.50E-01 | 2.47E+00 | 2.53E+00 | 2.32E+00 |
| 3.00E-01 | 2.30E+00 | 2.36E+00 | 2.16E+00 |
| 3.50E-01 | 2.18E+00 | 2.24E+00 | 2.05E+00 |
| 4.00E-01 | 2.10E+00 | 2.15E+00 | 1.97E+00 |
| 4.50E-01 | 2.03E+00 | 2.09E+00 | 1.91E+00 |
| 5.00E-01 | 1.98E+00 | 2.04E+00 | 1.86E+00 |
| 5.50E-01 | 1.94E+00 | 2.00E+00 | 1.82E+00 |
| 6.00E-01 | 1.91E+00 | 1.97E+00 | 1.79E+00 |
| 7.00E-01 | 1.86E+00 | 1.93E+00 | 1.75E+00 |
| 8.00E-01 | 1.83E+00 | 1.90E+00 | 1.72E+00 |
| 9.00E-01 | 1.81E+00 | 1.88E+00 | 1.70E+00 |
| 1.00E+00 | 1.80E+00 | 1.86E+00 | 1.69E+00 |
| 1.25E+00 | 1.78E+00 | 1.85E+00 | 1.68E+00 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 1.50E+00 | 1.78E+00 | 1.84E+00 | 1.67E+00 |
| 1.75E+00 | 1.78E+00 | 1.84E+00 | 1.68E+00 |
| 2.00E+00 | 1.79E+00 | 1.85E+00 | 1.68E+00 |
| 2.50E+00 | 1.80E+00 | 1.87E+00 | 1.70E+00 |
| 3.00E+00 | 1.82E+00 | 1.89E+00 | 1.72E+00 |
| 3.50E+00 | 1.84E+00 | 1.91E+00 | 1.74E+00 |
| 4.00E+00 | 1.86E+00 | 1.93E+00 | 1.76E+00 |
| 4.50E+00 | 1.88E+00 | 1.95E+00 | 1.78E+00 |
| 5.00E+00 | 1.90E+00 | 1.97E+00 | 1.79E+00 |
| 5.50E+00 | 1.92E+00 | 1.99E+00 | 1.81E+00 |
| 6.00E+00 | 1.94E+00 | 2.01E+00 | 1.83E+00 |
| 7.00E+00 | 1.97E+00 | 2.05E+00 | 1.86E+00 |
| 8.00E+00 | 2.01E+00 | 2.08E+00 | 1.89E+00 |
| 9.00E+00 | 2.04E+00 | 2.12E+00 | 1.92E+00 |
| 1.00E+01 | 2.07E+00 | 2.15E+00 | 1.95E+00 |
| 1.25E+01 | 2.14E+00 | 2.23E+00 | 2.03E+00 |
| 1.50E+01 | 2.21E+00 | 2.31E+00 | 2.10E+00 |
| 1.75E+01 | 2.28E+00 | 2.38E+00 | 2.16E+00 |
| 2.00E+01 | 2.34E+00 | 2.45E+00 | 2.23E+00 |
| 2.50E+01 | 2.47E+00 | 2.60E+00 | 2.36E+00 |
| 3.00E+01 | 2.60E+00 | 2.74E+00 | 2.48E+00 |
| 3.50E+01 | 2.72E+00 | 2.88E+00 | 2.60E+00 |
| 4.00E+01 | 2.84E+00 | 3.01E+00 | 2.73E+00 |
| 4.50E+01 | 2.96E+00 | 3.15E+00 | 2.85E+00 |
| 5.00E+01 | 3.08E+00 | 3.29E+00 | 2.97E+00 |
| 5.50E+01 | 3.20E+00 | 3.42E+00 | 3.09E+00 |
| 6.00E+01 | 3.32E+00 | 3.56E+00 | 3.21E+00 |
| 7.00E+01 | 3.56E+00 | 3.83E+00 | 3.46E+00 |
| 8.00E+01 | 3.80E+00 | 4.10E+00 | 3.70E+00 |
| 9.00E+01 | 4.04E+00 | 4.37E+00 | 3.94E+00 |
| 1.00E+02 | 4.28E+00 | 4.64E+00 | 4.18E+00 |
| 1.25E+02 | 4.88E+00 | 5.31E+00 | 4.79E+00 |
| 1.50E+02 | 5.49E+00 | 5.99E+00 | 5.40E+00 |
| 1.75E+02 | 6.09E+00 | 6.66E+00 | 6.00E+00 |
| 2.00E+02 | 6.69E+00 | 7.34E+00 | 6.61E+00 |
| 2.50E+02 | 7.90E+00 | 8.70E+00 | 7.83E+00 |
| 3.00E+02 | 9.11E+00 | 1.01E+01 | 9.05E+00 |
| 3.50E+02 | 1.03E+01 | 1.14E+01 | 1.03E+01 |
| 4.00E+02 | 1.15E+01 | 1.28E+01 | 1.15E+01 |
| 4.50E+02 | 1.27E+01 | 1.41E+01 | 1.27E+01 |
| 5.00E+02 | 1.40E+01 | 1.55E+01 | 1.39E+01 |
| 5.50E+02 | 1.52E+01 | 1.69E+01 | 1.52E+01 |
| 6.00E+02 | 1.64E+01 | 1.82E+01 | 1.64E+01 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 7.00E+02 | 1.88E+01 | 2.10E+01 | 1.89E+01 |
| 8.00E+02 | 2.13E+01 | 2.37E+01 | 2.13E+01 |
| 9.00E+02 | 2.37E+01 | 2.65E+01 | 2.38E+01 |
| 1.00E+03 | 2.61E+01 | 2.92E+01 | 2.62E+01 |

### A.2.2 Protoner, beregnet med SRIM2003

Tallene er beregnet med programmet SRIM2003 [36].

Energi~~~~~ Stopping power~~~~~  
 (MeV)~~~~~(MeV cm2/g)~~~~~  
 ~~~~~perspex~~~~~vann~~~~~Lifo~~~~~

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 1.00E-02 | 4.80E+02 | 4.37E+02 | 4.51E+02 |
| 1.10E-02 | 5.00E+02 | 4.56E+02 | 4.71E+02 |
| 1.20E-02 | 5.19E+02 | 4.74E+02 | 4.90E+02 |
| 1.30E-02 | 5.37E+02 | 4.92E+02 | 5.07E+02 |
| 1.40E-02 | 5.54E+02 | 5.08E+02 | 5.23E+02 |
| 1.50E-02 | 5.70E+02 | 5.24E+02 | 5.39E+02 |
| 1.60E-02 | 5.85E+02 | 5.39E+02 | 5.54E+02 |
| 1.70E-02 | 6.00E+02 | 5.54E+02 | 5.67E+02 |
| 1.80E-02 | 6.14E+02 | 5.68E+02 | 5.81E+02 |
| 2.00E-02 | 6.39E+02 | 5.94E+02 | 6.05E+02 |
| 2.25E-02 | 6.68E+02 | 6.24E+02 | 6.31E+02 |
| 2.50E-02 | 6.93E+02 | 6.51E+02 | 6.55E+02 |
| 2.75E-02 | 7.16E+02 | 6.75E+02 | 6.75E+02 |
| 3.00E-02 | 7.36E+02 | 6.97E+02 | 6.93E+02 |
| 3.25E-02 | 7.54E+02 | 7.17E+02 | 7.09E+02 |
| 3.50E-02 | 7.70E+02 | 7.35E+02 | 7.23E+02 |
| 3.75E-02 | 7.84E+02 | 7.51E+02 | 7.35E+02 |
| 4.00E-02 | 7.97E+02 | 7.66E+02 | 7.46E+02 |
| 4.50E-02 | 8.18E+02 | 7.90E+02 | 7.63E+02 |
| 5.00E-02 | 8.34E+02 | 8.09E+02 | 7.76E+02 |
| 5.50E-02 | 8.46E+02 | 8.23E+02 | 7.86E+02 |
| 6.00E-02 | 8.55E+02 | 8.33E+02 | 7.92E+02 |
| 6.50E-02 | 8.60E+02 | 8.40E+02 | 7.96E+02 |
| 7.00E-02 | 8.63E+02 | 8.44E+02 | 7.97E+02 |
| 8.00E-02 | 8.61E+02 | 8.45E+02 | 7.95E+02 |
| 9.00E-02 | 8.53E+02 | 8.38E+02 | 7.86E+02 |
| 1.00E-01 | 8.40E+02 | 8.27E+02 | 7.74E+02 |
| 1.10E-01 | 8.24E+02 | 8.12E+02 | 7.59E+02 |
| 1.20E-01 | 8.05E+02 | 7.94E+02 | 7.42E+02 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 1.30E-01 | 7.86E+02 | 7.75E+02 | 7.24E+02 |
| 1.40E-01 | 7.66E+02 | 7.56E+02 | 7.06E+02 |
| 1.50E-01 | 7.46E+02 | 7.37E+02 | 6.88E+02 |
| 1.60E-01 | 7.26E+02 | 7.17E+02 | 6.70E+02 |
| 1.70E-01 | 7.07E+02 | 6.98E+02 | 6.53E+02 |
| 1.80E-01 | 6.88E+02 | 6.80E+02 | 6.36E+02 |
| 2.00E-01 | 6.53E+02 | 6.45E+02 | 6.04E+02 |
| 2.25E-01 | 6.13E+02 | 6.05E+02 | 5.69E+02 |
| 2.50E-01 | 5.78E+02 | 5.70E+02 | 5.37E+02 |
| 2.75E-01 | 5.47E+02 | 5.38E+02 | 5.09E+02 |
| 3.00E-01 | 5.20E+02 | 5.11E+02 | 4.85E+02 |
| 3.25E-01 | 4.95E+02 | 4.86E+02 | 4.62E+02 |
| 3.50E-01 | 4.73E+02 | 4.64E+02 | 4.42E+02 |
| 3.75E-01 | 4.53E+02 | 4.44E+02 | 4.24E+02 |
| 4.00E-01 | 4.36E+02 | 4.26E+02 | 4.08E+02 |
| 4.50E-01 | 4.04E+02 | 3.95E+02 | 3.80E+02 |
| 5.00E-01 | 3.78E+02 | 3.69E+02 | 3.56E+02 |
| 5.50E-01 | 3.56E+02 | 3.48E+02 | 3.35E+02 |
| 6.00E-01 | 3.37E+02 | 3.29E+02 | 3.18E+02 |
| 6.50E-01 | 3.20E+02 | 3.12E+02 | 3.02E+02 |
| 7.00E-01 | 3.05E+02 | 2.98E+02 | 2.89E+02 |
| 8.00E-01 | 2.81E+02 | 2.74E+02 | 2.66E+02 |
| 9.00E-01 | 2.61E+02 | 2.55E+02 | 2.48E+02 |
| 1.00E+00 | 2.45E+02 | 2.40E+02 | 2.33E+02 |
| 1.10E+00 | 2.35E+02 | 2.33E+02 | 2.23E+02 |
| 1.20E+00 | 2.25E+02 | 2.26E+02 | 2.13E+02 |
| 1.30E+00 | 2.14E+02 | 2.16E+02 | 2.02E+02 |
| 1.40E+00 | 2.04E+02 | 2.07E+02 | 1.93E+02 |
| 1.50E+00 | 1.96E+02 | 1.99E+02 | 1.85E+02 |
| 1.60E+00 | 1.88E+02 | 1.91E+02 | 1.78E+02 |
| 1.70E+00 | 1.80E+02 | 1.84E+02 | 1.70E+02 |
| 1.80E+00 | 1.73E+02 | 1.77E+02 | 1.64E+02 |
| 2.00E+00 | 1.60E+02 | 1.64E+02 | 1.52E+02 |
| 2.25E+00 | 1.47E+02 | 1.51E+02 | 1.39E+02 |
| 2.50E+00 | 1.36E+02 | 1.39E+02 | 1.29E+02 |
| 2.75E+00 | 1.26E+02 | 1.29E+02 | 1.20E+02 |
| 3.00E+00 | 1.18E+02 | 1.21E+02 | 1.12E+02 |
| 3.25E+00 | 1.11E+02 | 1.14E+02 | 1.06E+02 |
| 3.50E+00 | 1.05E+02 | 1.07E+02 | 9.97E+01 |
| 3.75E+00 | 9.94E+01 | 1.02E+02 | 9.45E+01 |
| 4.00E+00 | 9.46E+01 | 9.68E+01 | 8.99E+01 |
| 4.50E+00 | 8.62E+01 | 8.82E+01 | 8.20E+01 |
| 5.00E+00 | 7.93E+01 | 8.12E+01 | 7.55E+01 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 5.50E+00 | 7.36E+01 | 7.53E+01 | 7.00E+01 |
| 6.00E+00 | 6.86E+01 | 7.02E+01 | 6.53E+01 |
| 6.50E+00 | 6.44E+01 | 6.59E+01 | 6.13E+01 |
| 7.00E+00 | 6.07E+01 | 6.21E+01 | 5.78E+01 |
| 8.00E+00 | 5.45E+01 | 5.58E+01 | 5.19E+01 |
| 9.00E+00 | 4.96E+01 | 5.07E+01 | 4.72E+01 |
| 1.00E+01 | 4.55E+01 | 4.66E+01 | 4.34E+01 |
| 1.10E+01 | 4.21E+01 | 4.31E+01 | 4.01E+01 |
| 1.20E+01 | 3.93E+01 | 4.02E+01 | 3.74E+01 |
| 1.30E+01 | 3.68E+01 | 3.77E+01 | 3.50E+01 |
| 1.40E+01 | 3.46E+01 | 3.54E+01 | 3.30E+01 |
| 1.50E+01 | 3.27E+01 | 3.35E+01 | 3.12E+01 |
| 1.60E+01 | 3.11E+01 | 3.18E+01 | 2.96E+01 |
| 1.70E+01 | 2.96E+01 | 3.03E+01 | 2.82E+01 |
| 1.80E+01 | 2.82E+01 | 2.89E+01 | 2.69E+01 |
| 2.00E+01 | 2.59E+01 | 2.65E+01 | 2.47E+01 |
| 2.25E+01 | 2.35E+01 | 2.41E+01 | 2.24E+01 |
| 2.50E+01 | 2.16E+01 | 2.21E+01 | 2.06E+01 |
| 2.75E+01 | 2.00E+01 | 2.04E+01 | 1.90E+01 |
| 3.00E+01 | 1.86E+01 | 1.90E+01 | 1.77E+01 |
| 3.25E+01 | 1.74E+01 | 1.78E+01 | 1.66E+01 |
| 3.50E+01 | 1.64E+01 | 1.68E+01 | 1.56E+01 |
| 3.75E+01 | 1.55E+01 | 1.59E+01 | 1.48E+01 |
| 4.00E+01 | 1.47E+01 | 1.51E+01 | 1.40E+01 |
| 4.50E+01 | 1.34E+01 | 1.37E+01 | 1.28E+01 |
| 5.00E+01 | 1.23E+01 | 1.26E+01 | 1.17E+01 |
| 5.50E+01 | 1.14E+01 | 1.17E+01 | 1.09E+01 |
| 6.00E+01 | 1.07E+01 | 1.09E+01 | 1.02E+01 |
| 6.50E+01 | 1.00E+01 | 1.03E+01 | 9.55E+00 |
| 7.00E+01 | 9.45E+00 | 9.68E+00 | 9.01E+00 |
| 8.00E+01 | 8.52E+00 | 8.73E+00 | 8.13E+00 |
| 9.00E+01 | 7.79E+00 | 7.98E+00 | 7.43E+00 |
| 1.00E+02 | 7.19E+00 | 7.38E+00 | 6.87E+00 |
| 1.10E+02 | 6.70E+00 | 6.87E+00 | 6.40E+00 |
| 1.20E+02 | 6.29E+00 | 6.45E+00 | 6.00E+00 |
| 1.30E+02 | 5.94E+00 | 6.09E+00 | 5.67E+00 |
| 1.40E+02 | 5.63E+00 | 5.78E+00 | 5.38E+00 |
| 1.50E+02 | 5.37E+00 | 5.51E+00 | 5.12E+00 |
| 1.60E+02 | 5.13E+00 | 5.27E+00 | 4.90E+00 |
| 1.70E+02 | 4.93E+00 | 5.05E+00 | 4.70E+00 |
| 1.80E+02 | 4.74E+00 | 4.86E+00 | 4.53E+00 |
| 2.00E+02 | 4.42E+00 | 4.54E+00 | 4.22E+00 |
| 2.25E+02 | 4.10E+00 | 4.21E+00 | 3.92E+00 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 2.50E+02 | 3.85E+00 | 3.95E+00 | 3.67E+00 |
| 2.75E+02 | 3.64E+00 | 3.74E+00 | 3.47E+00 |
| 3.00E+02 | 3.46E+00 | 3.56E+00 | 3.30E+00 |
| 3.25E+02 | 3.31E+00 | 3.40E+00 | 3.16E+00 |
| 3.50E+02 | 3.18E+00 | 3.27E+00 | 3.04E+00 |
| 3.75E+02 | 3.07E+00 | 3.16E+00 | 2.93E+00 |
| 4.00E+02 | 2.98E+00 | 3.06E+00 | 2.84E+00 |
| 4.50E+02 | 2.81E+00 | 2.90E+00 | 2.69E+00 |
| 5.00E+02 | 2.69E+00 | 2.77E+00 | 2.57E+00 |
| 5.50E+02 | 2.58E+00 | 2.66E+00 | 2.47E+00 |
| 6.00E+02 | 2.50E+00 | 2.58E+00 | 2.39E+00 |
| 6.50E+02 | 2.43E+00 | 2.51E+00 | 2.32E+00 |
| 7.00E+02 | 2.37E+00 | 2.45E+00 | 2.26E+00 |
| 8.00E+02 | 2.28E+00 | 2.35E+00 | 2.17E+00 |

### A.2.3 Nitrogenioner, beregnet med SRIM2003

Tallene er beregnet med programmet SRIM2003 [36].

Energi~~~~~ Stopping power~~~~~  
 (MeV)~~~~~(MeV cm<sup>2</sup>/g)~~~~~  
 ~~~~~perspex~~~~~vann~~~~~Lifo~~~~

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 1.00E-02 | 1.91E+03 | 1.78E+03 | 1.52E+03 |
| 1.10E-02 | 1.92E+03 | 1.78E+03 | 1.52E+03 |
| 1.20E-02 | 1.93E+03 | 1.79E+03 | 1.52E+03 |
| 1.30E-02 | 1.94E+03 | 1.79E+03 | 1.53E+03 |
| 1.40E-02 | 1.95E+03 | 1.79E+03 | 1.53E+03 |
| 1.50E-02 | 1.96E+03 | 1.80E+03 | 1.53E+03 |
| 1.60E-02 | 1.97E+03 | 1.80E+03 | 1.53E+03 |
| 1.70E-02 | 1.98E+03 | 1.80E+03 | 1.54E+03 |
| 1.80E-02 | 1.99E+03 | 1.81E+03 | 1.54E+03 |
| 2.00E-02 | 2.01E+03 | 1.82E+03 | 1.55E+03 |
| 2.25E-02 | 2.03E+03 | 1.83E+03 | 1.56E+03 |
| 2.50E-02 | 2.06E+03 | 1.84E+03 | 1.57E+03 |
| 2.75E-02 | 2.08E+03 | 1.85E+03 | 1.58E+03 |
| 3.00E-02 | 2.10E+03 | 1.87E+03 | 1.59E+03 |
| 3.25E-02 | 2.11E+03 | 1.90E+03 | 1.60E+03 |
| 3.50E-02 | 2.13E+03 | 1.91E+03 | 1.61E+03 |
| 3.75E-02 | 2.15E+03 | 1.93E+03 | 1.62E+03 |
| 4.00E-02 | 2.18E+03 | 1.95E+03 | 1.64E+03 |
| 4.50E-02 | 2.21E+03 | 1.97E+03 | 1.67E+03 |
| 5.00E-02 | 2.25E+03 | 1.99E+03 | 1.69E+03 |



|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 5.50E-02 | 2.28E+03 | 2.00E+03 | 1.71E+03 |
| 6.00E-02 | 2.31E+03 | 2.02E+03 | 1.73E+03 |
| 6.50E-02 | 2.34E+03 | 2.03E+03 | 1.75E+03 |
| 7.00E-02 | 2.36E+03 | 2.04E+03 | 1.77E+03 |
| 8.00E-02 | 2.41E+03 | 2.07E+03 | 1.80E+03 |
| 9.00E-02 | 2.45E+03 | 2.10E+03 | 1.83E+03 |
| 1.00E-01 | 2.49E+03 | 2.13E+03 | 1.86E+03 |
| 1.10E-01 | 2.52E+03 | 2.16E+03 | 1.89E+03 |
| 1.20E-01 | 2.56E+03 | 2.20E+03 | 1.92E+03 |
| 1.30E-01 | 2.60E+03 | 2.24E+03 | 1.96E+03 |
| 1.40E-01 | 2.63E+03 | 2.28E+03 | 2.00E+03 |
| 1.50E-01 | 2.67E+03 | 2.33E+03 | 2.03E+03 |
| 1.60E-01 | 2.71E+03 | 2.38E+03 | 2.07E+03 |
| 1.70E-01 | 2.75E+03 | 2.43E+03 | 2.11E+03 |
| 1.80E-01 | 2.78E+03 | 2.48E+03 | 2.16E+03 |
| 2.00E-01 | 2.86E+03 | 2.58E+03 | 2.24E+03 |
| 2.25E-01 | 2.97E+03 | 2.72E+03 | 2.35E+03 |
| 2.50E-01 | 3.08E+03 | 2.85E+03 | 2.47E+03 |
| 2.75E-01 | 3.19E+03 | 2.99E+03 | 2.59E+03 |
| 3.00E-01 | 3.31E+03 | 3.13E+03 | 2.70E+03 |
| 3.25E-01 | 3.43E+03 | 3.27E+03 | 2.82E+03 |
| 3.50E-01 | 3.55E+03 | 3.41E+03 | 2.94E+03 |
| 3.75E-01 | 3.66E+03 | 3.54E+03 | 3.06E+03 |
| 4.00E-01 | 3.78E+03 | 3.68E+03 | 3.18E+03 |
| 4.50E-01 | 4.01E+03 | 3.93E+03 | 3.41E+03 |
| 5.00E-01 | 4.24E+03 | 4.19E+03 | 3.63E+03 |
| 5.50E-01 | 4.45E+03 | 4.43E+03 | 3.85E+03 |
| 6.00E-01 | 4.66E+03 | 4.66E+03 | 4.06E+03 |
| 6.50E-01 | 4.86E+03 | 4.89E+03 | 4.26E+03 |
| 7.00E-01 | 5.06E+03 | 5.11E+03 | 4.45E+03 |
| 8.00E-01 | 5.42E+03 | 5.53E+03 | 4.81E+03 |
| 9.00E-01 | 5.76E+03 | 5.93E+03 | 5.15E+03 |
| 1.00E+00 | 6.08E+03 | 6.32E+03 | 5.46E+03 |
| 1.10E+00 | 6.38E+03 | 6.68E+03 | 5.75E+03 |
| 1.20E+00 | 6.66E+03 | 7.03E+03 | 6.01E+03 |
| 1.30E+00 | 6.92E+03 | 7.37E+03 | 6.27E+03 |
| 1.40E+00 | 7.17E+03 | 7.69E+03 | 6.50E+03 |
| 1.50E+00 | 7.40E+03 | 8.00E+03 | 6.72E+03 |
| 1.60E+00 | 7.62E+03 | 8.29E+03 | 6.92E+03 |
| 1.70E+00 | 7.82E+03 | 8.56E+03 | 7.11E+03 |
| 1.80E+00 | 8.02E+03 | 8.82E+03 | 7.29E+03 |
| 2.00E+00 | 8.37E+03 | 9.30E+03 | 7.61E+03 |
| 2.25E+00 | 8.75E+03 | 9.81E+03 | 7.95E+03 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 2.50E+00 | 9.07E+03 | 1.02E+04 | 8.22E+03 |
| 2.75E+00 | 9.35E+03 | 1.06E+04 | 8.45E+03 |
| 3.00E+00 | 9.57E+03 | 1.09E+04 | 8.64E+03 |
| 3.25E+00 | 9.76E+03 | 1.11E+04 | 8.79E+03 |
| 3.50E+00 | 9.92E+03 | 1.13E+04 | 8.91E+03 |
| 3.75E+00 | 1.00E+04 | 1.14E+04 | 9.00E+03 |
| 4.00E+00 | 1.02E+04 | 1.15E+04 | 9.08E+03 |
| 4.50E+00 | 1.03E+04 | 1.16E+04 | 9.17E+03 |
| 5.00E+00 | 1.04E+04 | 1.16E+04 | 9.22E+03 |
| 5.50E+00 | 1.05E+04 | 1.16E+04 | 9.23E+03 |
| 6.00E+00 | 1.05E+04 | 1.15E+04 | 9.22E+03 |
| 6.50E+00 | 1.05E+04 | 1.14E+04 | 9.19E+03 |
| 7.00E+00 | 1.05E+04 | 1.13E+04 | 9.14E+03 |
| 8.00E+00 | 1.04E+04 | 1.10E+04 | 9.01E+03 |
| 9.00E+00 | 1.02E+04 | 1.08E+04 | 8.85E+03 |
| 1.00E+01 | 1.00E+04 | 1.05E+04 | 8.68E+03 |
| 1.10E+01 | 9.83E+03 | 1.02E+04 | 8.50E+03 |
| 1.20E+01 | 9.61E+03 | 9.95E+03 | 8.32E+03 |
| 1.30E+01 | 9.39E+03 | 9.69E+03 | 8.13E+03 |
| 1.40E+01 | 9.18E+03 | 9.44E+03 | 7.95E+03 |
| 1.50E+01 | 8.96E+03 | 9.19E+03 | 7.78E+03 |
| 1.60E+01 | 8.75E+03 | 8.96E+03 | 7.61E+03 |
| 1.70E+01 | 8.54E+03 | 8.73E+03 | 7.44E+03 |
| 1.80E+01 | 8.34E+03 | 8.52E+03 | 7.28E+03 |
| 2.00E+01 | 7.96E+03 | 8.11E+03 | 6.98E+03 |
| 2.25E+01 | 7.53E+03 | 7.65E+03 | 6.63E+03 |
| 2.50E+01 | 7.13E+03 | 7.24E+03 | 6.32E+03 |
| 2.75E+01 | 6.77E+03 | 6.88E+03 | 6.03E+03 |
| 3.00E+01 | 6.53E+03 | 6.64E+03 | 5.83E+03 |
| 3.25E+01 | 6.29E+03 | 6.41E+03 | 5.61E+03 |
| 3.50E+01 | 6.02E+03 | 6.15E+03 | 5.39E+03 |
| 3.75E+01 | 5.77E+03 | 5.88E+03 | 5.18E+03 |
| 4.00E+01 | 5.54E+03 | 5.65E+03 | 4.98E+03 |
| 4.50E+01 | 5.14E+03 | 5.24E+03 | 4.64E+03 |
| 5.00E+01 | 4.80E+03 | 4.89E+03 | 4.35E+03 |
| 5.50E+01 | 4.50E+03 | 4.60E+03 | 4.10E+03 |
| 6.00E+01 | 4.24E+03 | 4.34E+03 | 3.88E+03 |
| 6.50E+01 | 4.02E+03 | 4.12E+03 | 3.69E+03 |
| 7.00E+01 | 3.81E+03 | 3.92E+03 | 3.51E+03 |
| 8.00E+01 | 3.47E+03 | 3.59E+03 | 3.21E+03 |
| 9.00E+01 | 3.19E+03 | 3.31E+03 | 2.96E+03 |
| 1.00E+02 | 2.95E+03 | 3.08E+03 | 2.75E+03 |
| 1.10E+02 | 2.74E+03 | 2.88E+03 | 2.57E+03 |

|          |          |          |          |
|----------|----------|----------|----------|
| 1.20E+02 | 2.57E+03 | 2.70E+03 | 2.41E+03 |
| 1.30E+02 | 2.41E+03 | 2.54E+03 | 2.26E+03 |
| 1.40E+02 | 2.27E+03 | 2.40E+03 | 2.14E+03 |
| 1.50E+02 | 2.15E+03 | 2.27E+03 | 2.03E+03 |
| 1.60E+02 | 2.04E+03 | 2.15E+03 | 1.92E+03 |
| 1.70E+02 | 1.94E+03 | 2.05E+03 | 1.83E+03 |
| 1.80E+02 | 1.85E+03 | 1.95E+03 | 1.75E+03 |
| 2.00E+02 | 1.70E+03 | 1.78E+03 | 1.60E+03 |
| 2.25E+02 | 1.54E+03 | 1.60E+03 | 1.44E+03 |
| 2.50E+02 | 1.41E+03 | 1.45E+03 | 1.32E+03 |
| 2.75E+02 | 1.30E+03 | 1.32E+03 | 1.21E+03 |
| 3.00E+02 | 1.20E+03 | 1.22E+03 | 1.12E+03 |
| 3.25E+02 | 1.12E+03 | 1.14E+03 | 1.04E+03 |
| 3.50E+02 | 1.06E+03 | 1.07E+03 | 9.82E+02 |
| 3.75E+02 | 9.99E+02 | 1.01E+03 | 9.29E+02 |
| 4.00E+02 | 9.49E+02 | 9.65E+02 | 8.85E+02 |
| 4.50E+02 | 8.64E+02 | 8.85E+02 | 8.09E+02 |
| 5.00E+02 | 7.93E+02 | 8.12E+02 | 7.42E+02 |
| 5.50E+02 | 7.33E+02 | 7.51E+02 | 6.87E+02 |
| 6.00E+02 | 6.83E+02 | 7.00E+02 | 6.40E+02 |
| 6.50E+02 | 6.40E+02 | 6.56E+02 | 6.00E+02 |
| 7.00E+02 | 6.03E+02 | 6.18E+02 | 5.65E+02 |
| 8.00E+02 | 5.42E+02 | 5.55E+02 | 5.08E+02 |

## B Vedlegg 2

### B.1 ProDel programmet for variasjon av attenuasjon og modulasjon

```
# Dette er et program som lagrer spekteret i alle 3 fil formater #
program VariaModAtt();
# Deklarerer variablene #
    pointer          experimentP,dsetP;
boolean             ret;
real value2,step2,startMod;
    int              i,k,j, value1, step1, startAtt,dimension[200];
    char              path[100],name[50];

# Setter konstanter #
step1=2;
step2=2;
startAtt=2;
startMod=20;
k = 0;
# Starter en løkke som endrer attenuasjonen #
    while (k < 12)
value1=startAtt+step1*k;
j=0;
dimension[k] = 0;
# Starter en løkke som endrer modulasjonen #
while (j<10)
# Skriver inn banen spekteret skal lagres i #
strcpy(path,"/home/einarw/xepFiles/Data/ProDeleinar/Variasjon");
value2=startMod-step2*j;
dimension[j] = 0;

    # gir en referanse til det valgte eksperimentet      #
    experimentP = aqGetSelectedExp(-1);

    # forsikring om at rett eksperiment er funnet      #
    if (experimentP == NIL)
        println("Intet eksperiment er valgt");
        println("-----");
        return(FALSE);
    endif;

ret = aqSetIntParValue(experimentP, "PowerAtten", 8, dimension, value1);
```

```
ret = aqSetRealParValue(experimentP, "ModAmp", 8, dimension, value2);

    # Lagrer spekteret med valgt navn #
    aqExpRunAndWait(experimentP);
dsetP = getCopyOfPrimary;
    i=storeCopyOfDset(dsetP);
getTitle(dsetP,name);
strcat(path,name);

strcat(path,value1);
strcat(path,"_");
strcat(path,value2);
execCmd("ddSave", i, path);
strcat(path,".txt");
execCmd("ddSaveAsc", i,path);
    println("Ny fil:",path);

j=j+1;
endwhile;

k=k+1;
endwhile;
return(TRUE);
```